

Einfluß von Vorentladungen auf das Überschlagsverhalten grundsätzlicher Stützeranordnungen in Luft

Von Wolfgang Hermstein, Berlin*)

DK 621.315.623.015.52

Untersuchungen an Kugelelektroden haben zu neuen, durch zahlreiche Versuche bestätigten Erkenntnissen über den Entladungsaufbau in Luft geführt. In der vorliegenden Arbeit¹⁾ sollen diese Ergebnisse auf einfache stützerartige Isolieranordnungen angewendet und gleichzeitig erweitert werden.

Grundsätzliches

Im Normalfall dürfen bei Betriebsspannung oder einer vorgeschriebenen höheren Spannung an technischen Isolieranordnungen keine elektrischen Entladungen auftreten. Für die richtige Auslegung solcher Hochspannungskonstruktionen liefert das Feldbild wertvolle Aufschlüsse, weil es die Gebiete hoher Feldstärke gut erkennen läßt und weil inzwischen ausreichende Erfahrungen über die den gebräuchlichen Isolierstoffen zumutbare Feldbeanspruchung vorliegen.

Wird jedoch durch kurzzeitig oder länger andauernde hohe Überspannungen oder infolge einer bewußten Überbeanspruchung die Isolation teilweise elektrisch durchbrochen, so hängt das weitere Spannungsverhalten einer Isolieranordnung in erster Linie von den Eigenschaften der jeweils entstehenden Entladungen ab. Mit dem Entladungseinsatz sind so umfassende Feldveränderungen verbunden, daß danach das für den raumladungsfreien Fall ermittelte Feldbild zur Beurteilung der weiteren Entwicklung nur noch von untergeordneter Bedeutung ist.

Da bei fast allen Hochspannungskonstruktionen die Luft als natürliches Isoliermittel beteiligt ist und ihre elektrische Festigkeit vergleichsweise gering ist, wird die Überspannung in vielen Fällen von den Isoliereigenschaften der Luft und den sich in ihr entwickelnden verschiedenartigen Entladungserscheinungen bestimmt oder zumindest mitbestimmt. Das tritt insbesondere dann ein, wenn z. B. bei einem aus mehreren Isolierstoffen aufgebauten Hochspannungsgerät bewußt eine elektrisch schwache Stelle in die Luftstrecke gelegt wird. Dadurch können bei möglichen Überbeanspruchungen wertvolle Geräteteile geschützt und eine bleibende Minderung der elektrischen Festigkeit, die z. B. beim Durchbruch oder Durchschlag fester Isolierstoffe entstehen würde, vermieden werden. Der in der vorliegenden Arbeit untersuchte Einfluß von Vorentladungen auf das Überschlagsverhalten von stützerartigen Isolieranordnungen in Luft ist daher nicht nur für Stützisolatoren aufschlußreich, sondern zugleich von allgemeinerer Bedeutung.

Durchführung der Untersuchungen

Als Versuchskörper dienen die bereits in einer früheren Arbeit über den Formgebungseinfluß [3] beschriebenen stützerartigen Isolieranordnungen. Jedoch können die jetzi-

gen Untersuchungen über den Entladungseinfluß auf nur eine typische Anordnung beschränkt werden. Hierfür wurde der glatte zylindrische Stützer gewählt.

Der Stützerkopf ist hierbei eine scharfkantige Zylinderelektrode, die mit ihrer ebenen Stirnfläche zur Vermeidung von festigkeitsmindernden Luftspalten mit einer Kraft von 300 kp auf den Isolierkörper aufgesetzt wurde. Der Rand der Kopfelektrode ist scharfkantig ausgebildet, weil dadurch bei einer bestimmten Schlagweite die Anfangsspannung im Vergleich zu einer abgerundeten Elektrodenkante viel niedriger liegt. Hierdurch lassen sich auch diejenigen Entladungsarten erfassen, die sich bei gut abgerundeten Elektroden erst bei großen Schlagweiten und entsprechend hohen Spannungen entwickeln.

Der Isolierkörper besteht aus kreisförmigen Hartpapierscheiben gleichen Durchmessers. Der daraus aufgebaute glatte Zylinderkörper wird mit einer Kraft von 300 kp zusammengehalten, damit zwischen den einzelnen Scheiben keine störenden Luftspalte entstehen. Vor jedem Versuch wurde zur Vermeidung von Fremdschichteneinflüssen und zur Erzielung gleichbleibender Verhältnisse die Isolatoroberfläche mit Spiritus gereinigt. Die Isolierkörper sitzen auf einer ebenen, großflächigen Plattenelektrode, die dem in praktischen Fällen vorhandenen Erdeinfluß Rechnung trägt. Der Rand dieser Metallplatte ist abgerundet, damit sich nur an der oberen Elektrode Vorentladungen entwickeln können. Dadurch läßt sich der Einfluß der Entladungspolarität einwandfrei untersuchen.

Mit Hilfe zweier sich mit ihren Stirnflächen gegenüberstehenden scharfkantigen Zylinderelektroden soll dann jedoch auch der Fall berücksichtigt werden, daß unter Umständen beide Elektroden gleichzeitig sprühen, damit dadurch ein Einblick in die gegenseitige Einwirkung von positiven und negativen Vorentladungen erhalten wird.

Die Untersuchungen wurden mit Gleichspannung beider Polaritäten durchgeführt und zur Klärung des Zeiteinflusses durch Stoßversuche ergänzt. Der bei Wechselspannung vorhandene Einfluß von Restladungen der vorausgegangenen Entladungspolarität wird in einer späteren Arbeit untersucht, die sich ausführlich mit dem grundsätzlichen Entladungsablauf bei Wechselspannung beschäftigen soll.

Ergebnisse der Gleichspannungsuntersuchungen

Für den ersten Einblick in die physikalischen Vorgänge, die sich in der Umgebung eines Stützerkopfes in Luft abspielen, ist es vorteilhaft, zunächst den Isolierkörper wegzulassen, also eine Zylinder—Platte-Anordnung zu untersuchen.

*) Dr.-Ing. W. Hermstein ist Mitarbeiter der Siemens & Halske AG in Berlin-Siemensstadt.

1) Der Verfasser hat die Untersuchungen zu dieser Arbeit im Hochspannungsinstitut der TU Berlin durchgeführt. Er dankt Prof. Dr.-Ing. R. Strigel für wertvolle Hinweise und Dr.-Ing. H. Winkelkemper für anregenden Gedankenaustausch und Ratschläge bei der Durchführung der Versuche.

Durchschlagverhalten und Strom-Spannungs-Charakteristik der Zylinder—Platte-Funkenstrecke

Die verwendete Elektrodenanordnung besteht aus einer Zylinderelektrode, deren scharfkantige, kreisförmige Stirnfläche einer großflächigen Plattenelektrode zugewandt ist

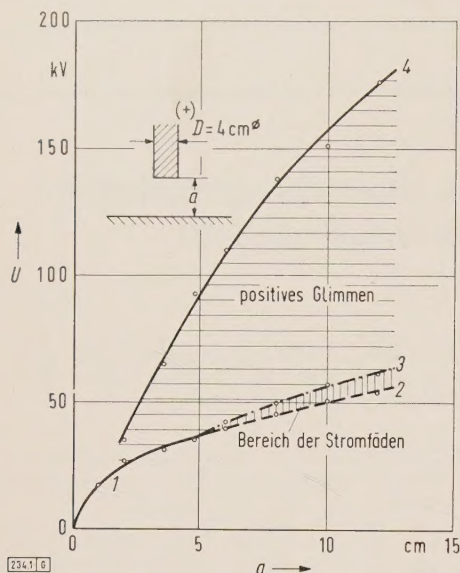


Bild 1. Entladungsgebiete einer Zylinder—Platte-Funkenstrecke bei positiver Gleichspannung U in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand a . Zylinderdurchmesser $D = 4$ cm.

- 1 Durchschlag ohne Vorentladungen
- 2 Stromfadeneinsatz
- 3 Beginn der reinen Glimm-Entladung
- 4 Durchschlag nach dem Glimmen

(Skizze z. B. in Bild 1). Die Zylinderelektrode ist mit dem Hochspannungspol der Gleichspannungsanlage verbunden, während die Plattenelektrode unmittelbar oder über einen empfindlichen Strommesser geerdet ist.

Positive Zylinderelektrode

Bei positiver Polarität der Zylinderelektrode werden mit zunehmender Spannungshöhe die in Bild 1 dargestellten Entladungsgebiete durchlaufen. Der Durchmesser der scharfkantigen Zylinderelektrode beträgt für dieses Beispiel $D = 4$ cm. Bei sehr kleinen Schlagweiten findet der Durchschlag ohne Vorentladung statt. Jedoch bereits ab $a = 2$ cm gelingt es vereinzelt, den kritischen Spannungswert zu übergehen, ohne daß dabei der Durchschlagfunke gezündet wird. Es entsteht dann ein Glimmring, der den Zylinderrand gleichmäßig leuchtend umgibt. Mit zunehmender Elektrodenentfernung wird es immer leichter, in das Glimmgebiet zu gelangen, da die ersten als Stromfäden (auch Leuchtfäden genannt) einsetzenden Entladungen schwächer werden. Bei $a = 6$ cm können Stromfäden ab und zu noch Durchschläge auslösen, bei größeren Schlagweiten jedoch nicht mehr.

In Bild 2 sind die verschiedenen Entladungsstadien für einen mittleren Elektrodenabstand schematisch dargestellt (die Spannungsindizes entsprechen der Kurvennumerierung

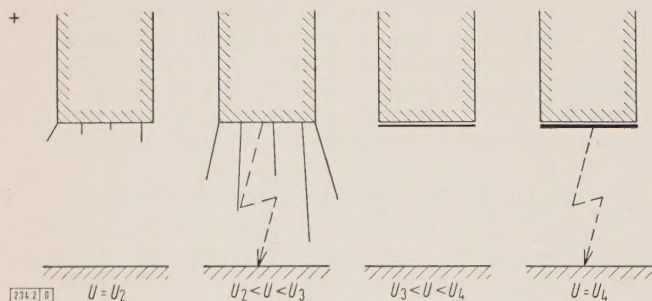


Bild 2. Schematische Darstellung verschiedener Entladungsstadien einer Zylinder—Platte-Funkenstrecke bei positiver Gleichspannung. Indizes der Spannung U wie Kurvennumerierung in Bild 1.

in Bild 1). Beim Erreichen des Spannungswertes U_2 entstehen lichtschwache, nur ein kurzes Stück in den Feldraum vordringende Stromfadenkanäle, die mit steigender Spannung zuerst immer kräftiger werden und rascher aufeinanderfolgen. Im Stadium ihrer größten Intensität können einzelne davon den Durchschlag einleiten, wenn ihre Länge für die Überbrückung der Schlagweite ausreicht. Ist das nicht der Fall und steigt die Spannung weiter, so werden die Leuchtfäden wieder kürzer und seltener, bis sie schließlich beim Spannungswert U_3 ganz ausbleiben oder nur noch in sehr großen Zeitabständen zünden. An ihre Stelle tritt dann das Glimmen, das gleichmäßig die Elektrodenkante überzieht und nach außen eng begrenzt ist. Hat sich dieser Übergang vollzogen, so entstehen keine Leuchtfäden mehr, so daß dann auch die Durchschlagsgefahr zunächst beseitigt ist. Mit zunehmender Spannungshöhe verstärkt sich das Leuchten des Glimmrings. Der Durchschlag tritt bei dem verhältnismäßig hohen und nur wenig streuenden Wert U_4 ein.

Läßt man kurz vor Erreichen dieses Wertes die Spannung wieder absinken, so werden die beschriebenen Entwicklungsstadien rückwärts in völlig gleicher Weise durchlaufen. Zuerst nimmt die Glimmintensität ab, dann entstehen die ersten, zunächst nur schwach ausgebildeten Stromfäden, die später häufiger auftreten und sich stärker entwickeln. Während des Zeitpunktes ihrer größten Ausdehnung kann wiederum der Durchschlag gezündet werden. Andernfalls stirbt die Entladung allmählich ab. Die zugehörigen Spannungswerte sind bei langsamen Spannungsänderungen für Aufwärts- und Abwärtsregelung die

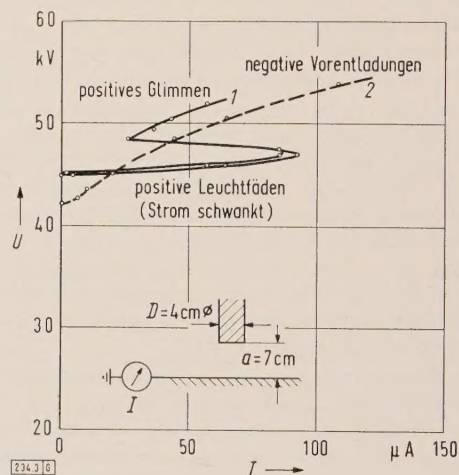


Bild 3. Strom-Spannungs-Charakteristik einer Zylinder—Platte-Funkenstrecke von $D = 4$ cm Elektroden Durchmesser und $a = 7$ cm Elektrodenabstand.

- 1 positive Zylinderelektrode U Elektroden Spannung
- 2 negative Zylinderelektrode I Entladungsstrom

gleichen. Die Größe des dem Prüfobjekt zur Kurzschlußstrombegrenzung vorgeschalteten Widerstandes hat auf die Entladungsbildung keinen merklichen Einfluß.

Die Strom-Spannungs-Charakteristik ergänzt dieses Bild. Sie wurde bei einem Elektrodenabstand aufgenommen, bei dem die Stromfäden sich zwar kräftig ausbilden, jedoch nicht mehr zum Durchschlag führen können. Aus dieser Kennlinie (Bild 3, Kurve 1) läßt sich entnehmen, daß sofort nach Überschreiten der Anfangsspannung U_a der Entladungsstrom I steil anwächst und beim Erreichen eines kritischen Spannungswertes ebenso schnell wieder zurückgeht. Wegen des intermittierenden Charakters der Stromfäden und ihrer unterschiedlichen Länge schwankt die Galvanometeranzeige in den eingezeichneten Grenzen. Hat die Glimmentladung die Leuchtfäden abgelöst, so nimmt die Stromstärke gleichmäßig und stärker als proportional mit der Spannung zu. Bei Spannungsverringern wird die Kurve rückwärts in gleicher Weise durchlaufen.

In Bild 4 ist für etwas schärferen Elektrodenrand (kleinere Anfangsspannung) die Kennlinie bis zu höheren Spannungen aufgetragen. Bildet man für bestimmte feste

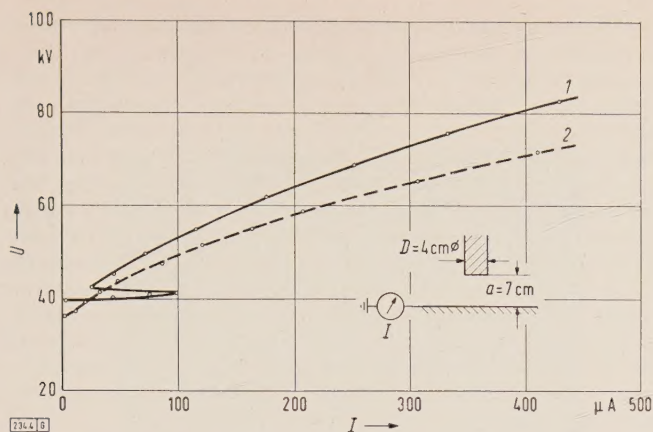


Bild 4. Strom-Spannungs-Charakteristik einer Zylinder-Platte-Funkenstrecke bei $D = 4$ cm Dmr. der sehr scharfkantigen Zylinderelektrode und $a = 7$ cm Elektrodenabstand für einen größeren Spannungsbereich.

1 positive Zylinderelektrode 2 negative Zylinderelektrode

Spannungswerte den Quotienten aus den gemessenen negativen und positiven Entladungsströmen²⁾, so ergeben sich die in Tafel 1 angegebenen Werte.

Der Mittelwert beträgt $I^-/I^+ = 1,41$ und stimmt somit gut mit dem Verhältnis der Ionenbeweglichkeiten b^-/b^+

Tafel 1. Verhältniszahlen der gemessenen Ströme.

U kV	I^- A	I^+ A	I^-/I^+
45	$59 \cdot 10^{-6}$	$42 \cdot 10^{-6}$	1,40
50	$106 \cdot 10^{-6}$	$75 \cdot 10^{-6}$	1,41
55	$160 \cdot 10^{-6}$	$116 \cdot 10^{-6}$	1,38
60	$224 \cdot 10^{-6}$	$160 \cdot 10^{-6}$	1,40
65	$297 \cdot 10^{-6}$	$209 \cdot 10^{-6}$	1,42
70	$380 \cdot 10^{-6}$	$266 \cdot 10^{-6}$	1,43

überein, das für normale atmosphärische Luft bei 1,40 liegt. Daß in der Beziehung zwischen Elektrodenspannung U und Koronastrom I_{Ko} die Ionenbeweglichkeiten enthalten sind, hat schon J. J. Townsend für eine andere Elektrodenanordnung gefunden, der für das Zylinderfeld die Formel

$$I_{Ko} = K \cdot b \cdot U \cdot (U - U_z)$$

angegeben hat, worin U_z die Zündspannung der Koronaentladung, K eine Konstante der Anordnung und b die Be-

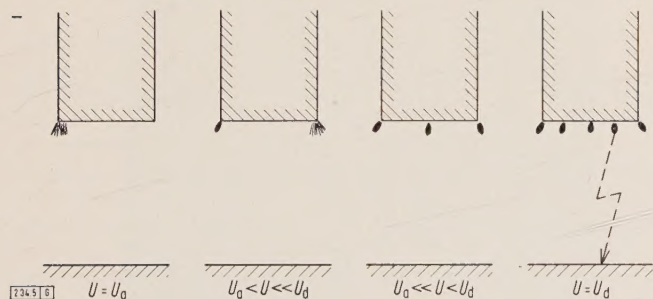


Bild 5. Schematische Darstellung verschiedener Entladungsstadien einer Zylinder-Platte-Funkenstrecke bei negativer Gleichspannung. U_0 Anfangsspannung, U_d Durchschlagspannung.

weglichkeit der Ionen sind. Auch für diesen Fall folgt, daß $I^-/I^+ \approx b^-/b^+$ ist, wenn die Zündspannungen für die beiden Polaritäten etwa gleich groß sind.

Negative Zylinderelektrode

Überschreitet die Elektrodenspannung den Wert der negativen Anfangsspannung, so bildet sich zuerst ein unruhig entlang der Elektrodenkante tanzendes, geräuschvolles kurzes Büschel. Bei Spannungssteigerung entsteht ein

weiteres solches Büschel, während das erste immer gleichmäßiger und geräuschärmer brennt, sich verschiedentlich festsetzt und hin und wieder springt. Die schematische Darstellung des Entladungsablaufs zeigt Bild 5. Der Entladungsstrom nimmt gleichmäßig zu und schwankt etwas bei den Zustandsänderungen und Ortswechseln (in Bild 3 und 4 sind die Mittelwerte eingetragen). Allmählich gehen die anfänglich diffus leuchtenden Entladungen in schärfer begrenzte, sogenannte kurze Stielbüschel über, die sich mit wachsender Spannung festsetzen und vermehren. Dabei richten sich die bereits vorhandenen Büschel meist so aus, daß sie alle etwa den gleichen Abstand voneinander haben³⁾. Auf diese Weise entsteht ein Koronakranz aus abstandwährenden stromstarken Einzelentladungen wachsender Zahl, bis schließlich der Durchschlag eintritt. Die negative Durchschlagspannung nimmt bei diesem Entladungsablauf konstant um etwa 20 kV je Zentimeter Schlagweite zu (Bild 6).

An der Kante der negativen Zylinderelektrode entwickelt sich somit eine Anzahl von spannungsabhängigen, stromstarken diskreten Entladungszentren. Wenn ein neues Entladungsgebiet entsteht, pflanzt sich die Neuorientierung auf

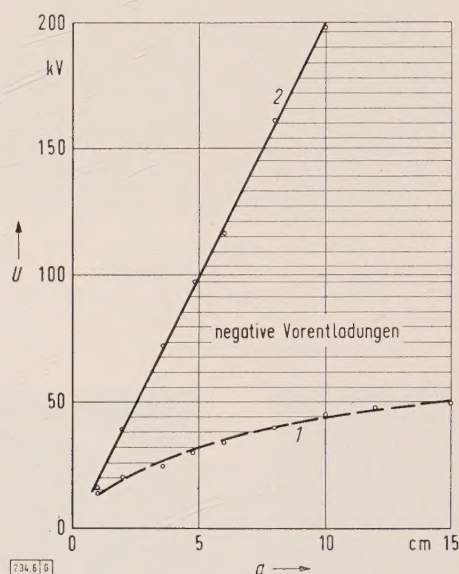


Bild 6. Anfangs- und Durchschlagspannung einer Zylinder-Platte-Anordnung bei negativer Gleichspannung in Abhängigkeit vom Elektrodenabstand a . Zylinderdurchmesser $D = 4$ cm.

1 Anfangsspannung 2 Durchschlagspannung

jedes einzelne Büschel fort. Daß dabei die Fußpunkte der älteren Büschel wandern, muß als Zeichen für eine sehr dichte negative Raumladung gewertet werden, die eine scharfe Abgrenzung und gleichmäßige Aufteilung der Ionisierungszonen bewirkt.

Überschlagsverhalten glatter, zylindrischer Stützer

Es wurde festgestellt, daß es für die Elektrode mit 4 cm Dmr. bei 6 cm Elektrodenabstand und positiver Zylinderpolarität zwei unterschiedliche Durchschlagspannungen gibt. Nun soll nachgeprüft werden, ob ein fester Isolierkörper zwischen den Elektroden den Entladungsablauf derselben Elektrodenanordnung verändert.

Positive Zylinderelektrode

Die bisher untersuchte isolatorfreie Zylinder-Platte-Funkenstrecke entspricht in Bild 7 dem Grenzfall $d = 0$. Mit zunehmendem Durchmesser d des Hartpapierkörpers nähern sich Stromfaden-Überschlagsspannung (Kurve 1) und Glimm-Überschlagspannung (Kurve 1'), bis sie bei $d = D = 4$ cm Dmr. zusammenfallen. Bis dahin tritt jedoch keine

³⁾ A. Roth [4] gibt ein Bild wieder, das am positiven Draht eine durchgehende Glimmhaut, am negativen dagegen eine Reihe von abstandwährenden Einzelentladungen zeigt. Es handelt sich hierbei also um völlig gleichartige Entladungserscheinungen.

²⁾ Nach einem Vorschlag von A. Partzsch.

grundlegende Wandlung im Entladungsablauf ein. Die Hauptphasen der Entladung sind aus Bild 8 ersichtlich⁴⁾ (vgl. dazu auch die schematische Darstellung in Bild 2). Bei der durch Kurve 1 in Bild 7 angegebenen Spannungshöhe

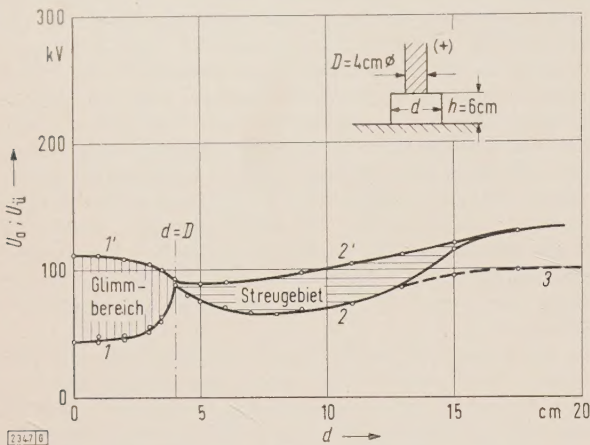


Bild 7. Überschlagsverhalten glatter zylindrischer Stützer bei positiver Gleichspannung.

- 1 Stromfadeneinsatz und Stromfadenüberschlag
- 1' Glimmüberschlag
- 2, 2' unterster bzw. oberster Wert des Gleitfunkenüberschlages
- 3 Gleitfunkenereinsatz

U_a Anfangsspannung; $U_Ü$ Überschlagspannung; d Isolator Durchmesser

setzen Stromfäden ein, die bei nur geringer Spannungssteigerung so weit vorwachsen, daß einzelne von ihnen den Überschlag auslösen können (Bild 8a und b). Bild 8a zeigt die Stromfadenentladung während ihrer kritischen Phase, wobei auch ohne Spannungserhöhung der Überschlag eintreten könnte. Es sind deutlich die lichtstarken Ansätze am Elektrodenrand und die weitreichenden Leuchtkronen der Stromfäden zu erkennen. Außerdem läßt sich vor der

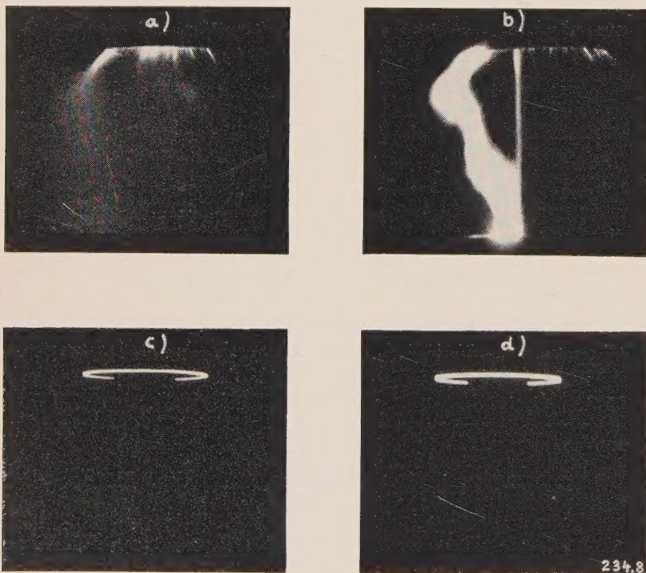


Bild 8. Positive Entladungen an einer Zylinder-Platte-Anordnung mit Isolierkörper. Durchmesser der scharfkantigen Zylinderelektrode $D = 4$ cm, Durchmesser des Hartpapierkörpers $d = 2$ cm, Elektrodenabstand $h = 6$ cm.

- a) Stromfäden bei 48 kV,
- b) Stromfaden-Überschlag bei 48 kV,
- c) Glimmring bei 55 kV,
- d) Glimmring bei 108 kV.

Plattenelektrode eine wieder zunehmende Leuchtdichte feststellen.

Dieses zweite Gebiet, in dem ebenfalls Ionisierungsprozesse stattgefunden haben müssen, ist vor allem dort ausgeprägt, wo es dem stromstärksten Leuchtfaden gegenübersteht. Es liegt die Vermutung nahe, daß es sich hierbei um eine Vielzahl von Elektronenlawinen handelt, deren erste Elektronen aus der großflächigen Kathode durch Photo-

strahlung der positiven Kanalentladung ausgelöst wurden⁵⁾. Diese würden dann in dem durch die vorgeschobenen positiven Entladungsäste angehobenen Feldgebiet stoßionisieren. Findet beim Überschreiten des kritischen Spannungswertes kein Überschlag statt, so entsteht ein eng begrenzter Glimmring, der mit zunehmender Spannungshöhe immer stärker leuchtet (Bild 8c und d). Bild 8d gibt bei gleicher Belichtungszeit (8 s) den Lichteindruck der positiven Glimmentladung kurz vor Bildung des Überschlagfunken wieder. Bild 9 zeigt den Farbeindruck in dieser Entwicklungsstufe. Die Ionisierungszone ist auch jetzt noch räumlich eng begrenzt und nur auf die unmittelbare Umgebung der Elektrodenkante beschränkt. Der Kurzschlußfunke bildet sich bei 110 kV aus dem Glimmen heraus, also bei einem Spannungswert, der für den abgebildeten Fall mehr als doppelt so hoch liegt wie beim Stromfadenüberschlag.

Negative Zylinderelektrode

Für die negative Zylinder-Platte-Funkenstrecke war bereits bei mittleren Schlagweiten ein sehr großes Spannungsintervall zwischen Entladungseinsatz und Durchschlag festgestellt worden. Daran ändert sich auch nichts, wenn ein fester Isolierkörper einen Teil des unter der Zylinderelektrode liegenden Feldraumes ausfüllt. Bild 10 und 11 zeigt

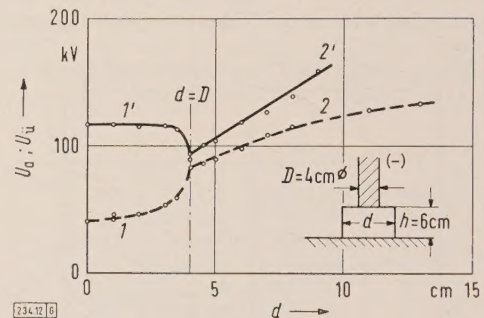


Bild 12. Überschlagsverhalten glatter, zylindrischer Stützer bei negativer Gleichspannung.

- 1 Büscheleinsatz
- 1' Überschlag nach dem Entstehen der Stielbüschel
- 2 Gleitbüscheleinsatz
- 2' Überschlag nach dem Entstehen der Gleitbüschel

U_a Anfangsspannung; $U_Ü$ Überschlagspannung; d Isolator Durchmesser

zwei charakteristische Entladungsstufen für diesen Fall. Ferner ist in Bild 12 das durch die Kurven 1 und 1' eingegrenzte Gebiet dargestellt, innerhalb dessen sich die tanzenden Büschel und die kurzen, feststehenden Stielbüschel entwickeln, wie es an Hand der Prinzipskizze (Bild 5) besprochen wurde.

Bild 10 zeigt ein mittleres Entwicklungsstadium. Es sind bis dahin gerade drei negative Stielbüschel entstanden, die sich an der Elektrodenkante festgesetzt haben und dort gleichmäßig brennen. Ein viertes Büschel ist im Entstehen begriffen. An dem diffusen Leuchten an mehreren Stellen am linken, hinteren Elektrodenrand ist zu erkennen, daß sich dort zeitweise ein tanzendes Büschel befunden hat. In Bild 11 ist ein höheres Entwicklungsstadium erfaßt. Weitere negative Stielbüschel sind inzwischen entstanden. Das Gebiet zwischen den abstandwährenden Büscheln ist jedoch noch entladungsfrei. Die einzelnen Entladungszentren bewegen sich bei konstanter Elektrodenspannung nur ganz selten. Während der langen Belichtungszeit von 16 s hat das vorderste Stielbüschel seinen Fußpunkt geändert, so daß auf der Photographie an dieser Stelle ein doppelter Lichtfleck entstanden ist. Am rechten hinteren Rand ist gerade wieder ein neues Büschel im Entstehen.

Im nächsten Abschnitt soll festgestellt werden, was geschieht, wenn beide Elektroden gleichzeitig sprühen. Zu diesem Zweck wird die Plattenelektrode durch eine Zylinderelektrode ersetzt, welche die gleiche Form wie die Kopf-

⁴⁾ Für die Schwarz-Weiß-Aufnahmen wurde Röntgen-Fluorapid-Film verwendet.

⁵⁾ Nach Untersuchungen von R. Strigel [5], H. Costa und H. Raether [6 bis 8] ist die photoelektrische Auslösung von Elektronen aus der Kathode als gesichert zu betrachten.

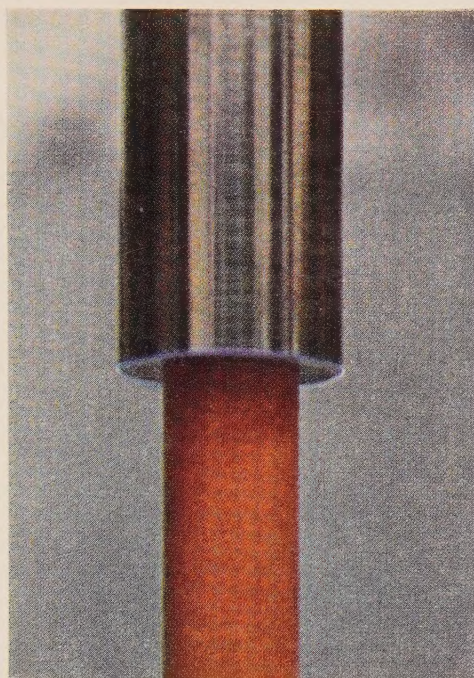


Bild 9. Positives Glimmen bei 108 kV an einer scharfkantigen Zylinderelektrode ($D = 4$ cm Dmr.) bei $h = 6$ cm

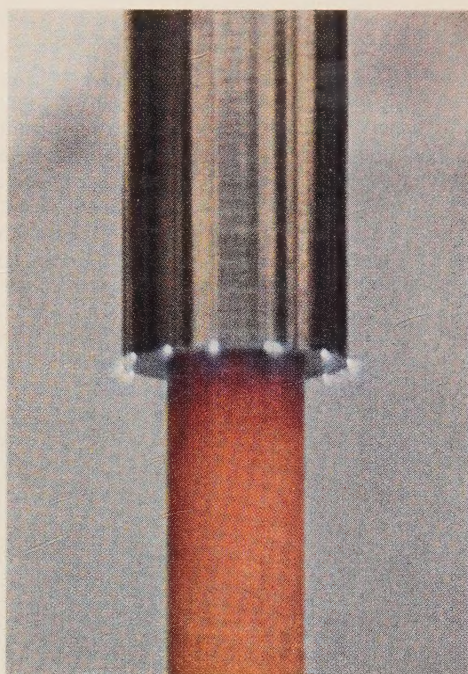


Bild 11. Negative Büschelentladungen an einer scharfkantigen Zylinderelektrode von $D = 4$ cm Dmr. bei $h = 6$ cm Elektrodenabstand. Büschelkranz als negative Büschelentladung bei 102 kV.

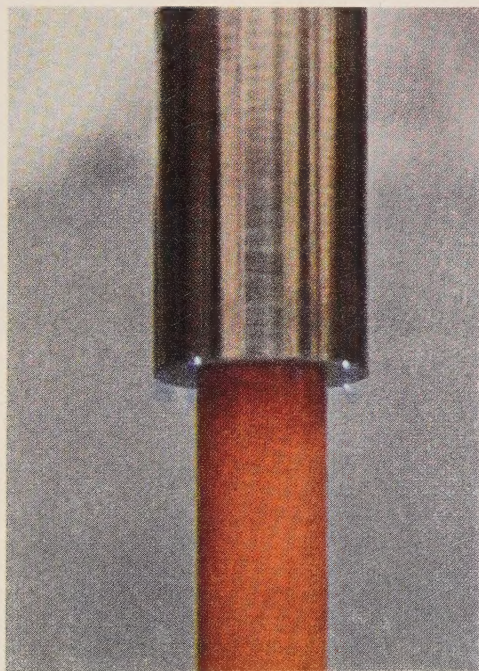


Bild 10. Negative Büschelentladungen bei 55 kV an einer scharfkantigen Zylinderelektrode von $D = 4$ cm Dmr. bei $h = 6$ cm Elektrodenabstand.



Bild 13. Durchschlag bei 115 kV mit negativen Stielbüscheln an der oberen und positiven Glimmstrichen an der unteren Elektrode einer Zylinder—Zylinder-Anordnung, Elektrodendurchmesser $D = 10$ cm, Schlagweite $a = 10$ cm.

elektrode hat, so daß sowohl an der oberen als auch an der unteren Elektrode Vorentladungen entstehen können. Für diese Untersuchungen kann der Isolierkörper wieder weggelassen werden.

Entladungsbildung an einer Zylinder—Zylinder-Anordnung

Die Versuchsanordnung besteht aus zwei Zylinderelektroden mit völlig gleicher Randausbildung, die sich mit ihren kreisförmigen Stirnflächen gegenüberstehen und senkrecht angeordnet sind. Um zu erreichen, daß an einem der beiden Zylinder niedrigere Feldstärken herrschen als an dem anderen, wurde der untere auf eine Metallplatte gestellt. Die hierdurch in seiner Umgebung entstehende Feldschwächung reicht bei genügender Nähe der Platte aus, den Entladungseinsatz an der Kante der oberen Elektrode zu begünstigen.

Wenn der obere Zylinder negativ gegen den unteren ist, läßt sich folgender Entladungsablauf beobachten: Als erstes

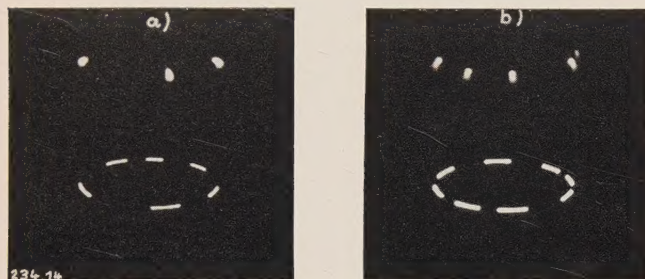


Bild 14. Negative Stielbüschel und positive Glimmstriche an einer Zylinder—Zylinder-Anordnung bei Gleichspannung. Oberer Zylinder negativ. Elektrodendurchmesser $D = 10$ cm, Schlagweite $a = 10$ cm.

a) Entladungsbild bei 86 kV,

b) Entladungsbild bei 104 kV.

entsteht an der Kathodenkante ein tanzendes Büschel und gleichzeitig diesem gegenüber an der positiven Elektrode ein schwaches, langgestrecktes Glimmlicht. Bei höherer Spannung bilden sich weitere Büschel und Glimmzonen aus. Die negative Entladung geht allmählich in stetig brennende Stielbüschel über, während gleichzeitig das positive Glimmen schärfere Konturen annimmt. Die Glimm-Entladung überzieht hier nicht wie bei der Zylinder—Platte-Anordnung die Anodenkante als geschlossener Ring, sondern ist in kurze, strichartige Kreisabschnitte aufgelöst, die voneinander durch deutliche Dunkelräume getrennt sind. Die Glimmstriche sind den Büscheln räumlich zugeordnet und folgen auch allen ihren Ortsänderungen. Wenn ein neues Büschel entsteht, bildet sich gleichzeitig eine neue Glimmzone aus. Die bereits vorhandenen Entladungspaare weichen dabei so aus, daß bald wieder alle Entladungen gleichmäßig über den Elektrodenrand verteilt sind. Hat sich ein Gleichgewichtszustand einmal eingestellt, so bleibt die räumliche Aufteilung der Ionisationsgebiete über eine lange Zeit und auch über ein gewisses Spannungsintervall erhalten. Der Vorgang des Durchschlags ist aus Bild 13 ersichtlich. Ferner zeigt Bild 14 a ein typisches Entladungsbild. Während der langen Belichtungszeit von 8 s standen die Entladungserscheinungen vollkommen still. Mit zunehmender Spannungshöhe wächst die Anzahl der Entladungspaare (Bild 14 b).

Wie der Versuch gezeigt hat, können negative Büschel an der gegenüberliegenden Elektrode Glimm-Entladungen erzeugen, die nach Anzahl, Lage und Leuchtintensität von ihnen abhängen. Die Folge davon ist, daß die Stromfäden hier ausbleiben. Da diese festigkeitsmindernde Entladungsform unterdrückt wird, liegt die Durchschlagsspannung mit 115 kV bei 10 cm Elektrodenabstand und 10 cm Zylinderdurchmesser verhältnismäßig hoch.

Polt man diese Anordnung, ohne sie zu verändern, um, so tritt der Durchschlag bereits bei 85 kV ein. Bei dieser Polarität sind die Feldstärken vor der Anode ein wenig höher als an der Kathode, so daß die positive Entladung

die primäre ist. Dadurch entstehen Stromfäden, welche die Durchschlagsspannung herabsetzen. Diese sind in diesem Fall so kräftig ausgebildet, daß sie stets zum Durchschlag führen.

Erst bei einem doppelt so großen Elektrodenabstand kann sich die Glimm-Entladung entwickeln. Die Stromfäden stoßen bei $a = 20$ cm zwar immer noch weit in den Feldraum vor, können aber nicht mehr in jedem Fall den Durchschlag zünden (Bild 15 a). Bei höherer Spannung bleibt die Stromfadenentladung aus, und die tanzenden negativen Büschel gehen in die stetig brennenden Stielbüschel über. Die letzten haben wiederum zur Folge, daß die positive Entladung in einzelne Glimmstriche aufgeteilt wird (Bild 15 b). Die Glimmzonen richten sich bezüglich Anzahl, Lage und Leuchtdichte nach den negativen Büscheln, wie es schon bei der umgekehrten Polarität beschrieben wurde.

Die Versuche haben gezeigt, daß die Stromfäden durch negative Vorentladungen unterdrückt werden können. Die erste Entwicklungsstufe der positiven Korona bleibt aus, wenn die Gegenelektrode genügend stark sprüht. Dann entsteht an der Anodenkante das positive Glimmen ohne vorausgehende Leuchtfäden. Diese Erscheinung ist auf die Veränderung des elektrischen Feldes durch negative Ionen zurückzuführen⁶⁾.

Im Gebiete der negativen Büschelentladung entstehen sehr viele Elektronen, von denen sich ein großer Teil schon kurz nach ihrer Erzeugung auf dem Wege zur Anode im feldschwachen Gebiet an neutrale Teilchen anlagern. Die negativen Ionen gelangen, den Kraftlinien folgend, in die Nähe der Anodenkante und erhöhen dort die Feldstärke, so daß schließlich auch an der Anode Stoßionisierung eintritt. Das so entstandene sekundäre Ionisationsgebiet ist durch die negative Ionenwolke, die das Feld zur Kathode hin schwächt und nur in Anodennähe steil ansteigen läßt, räumlich stark eingengt. Außerdem ist es der Lage des negativen Büschels zugeordnet, das den negativen Ionenstrom zur Anode aufrechterhält. So erklären sich auch

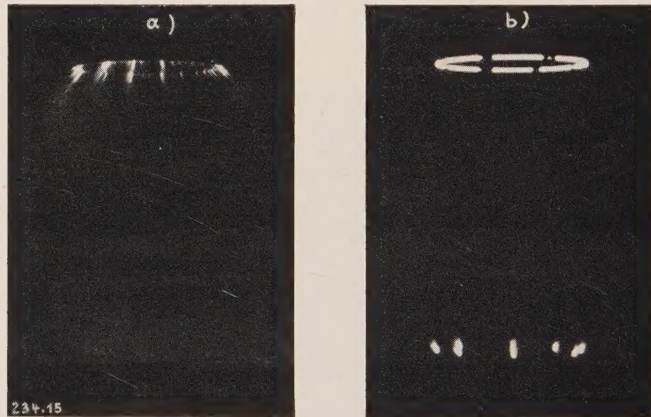


Bild 15. Entladungserscheinungen an einer Zylinder—Zylinder-Anordnung bei Gleichspannung. Oberer Zylinder positiv. Elektrodendurchmesser $D = 10$ cm, Schlagweite $a = 20$ cm.

a) Entladungsbild bei 115 kV,

b) Entladungsbild bei 192 kV.

die deutlichen Dunkelräume zwischen den strichartig erscheinenden Glimmgebieten, da der negative Ladungsträgerfluß von einzelnen, abstandwahrenden Ionisationszentren auf der Kathode ausgeht.

Wie die Versuche mit der Zylinder—Platte-Anordnung ergeben haben, kann bei nicht zu schwach gekrümmten Elektroden und nicht zu kleinen Schlagweiten auch dann eine Glimm-Entladung entstehen, wenn keine negativen Vorentladungen vorhanden sind. Hier wird das Glimmen von den Stromfäden gezündet. Da dieser Übergang von der

6) Durch Entgegenschicken einer einstellbaren Menge negativer Ionen konnten die Stromfäden planmäßig in ihrer Entwicklung gehemmt und auch völlig unterdrückt werden. Diese Versuche sind in einer Arbeit des Verfassers über die Stromfaden-Entladung und den Übergang in das Glimmen [1] beschrieben, die u. a. zu der im folgenden stark gekürzt wiedergegebenen Deutung geführt hat. Diese Deutung, die durch zahlreiche Versuche bestätigt wurde, weicht in wesentlichen Punkten von den bisherigen Auffassungen ab.

Elektrodenkrümmung und vom Elektrodenabstand abhängt, spielt also auch der Verlauf des elektrostatischen Grundfeldes eine Rolle. Das läßt sich wie folgt erklären: Führen die bei der Lawinenbildung abgestrahlten Photonen?) im feldstarken Gebiet zur Ladungstrennung, so eilen die von ihnen erzeugten Elektronen stoßionisierend dem positiven Entladungskopf entgegen. Die dabei wiederum entstehende Lawinenstrahlung verursacht zusammen mit den neu gebildeten Elektronen eine weitere Ausbreitung des Entladungsgebietes. Die Entladung wächst um so weiter vor, je weniger steil die Feldstärke zur Gegenelektrode hin abnimmt.

Beim Vorwachsen wird eine schnell ansteigende Zahl von Elektronen gebildet, die den ionisierten Bahnen folgend zur Anode abgeführt werden. Je mehr Elektronen je Zeiteinheit diesen Weg nehmen, um so höher wird die Temperatur in dem verbindenden Gasschlauch, so daß bei hoher

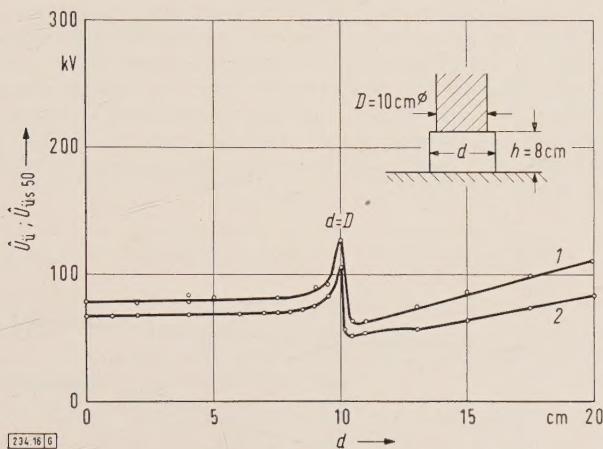


Bild 16. Überschlagsverhalten glatter zylindrischer Stützer bei positiver Stoßspannung und bei Wechselspannung in Abhängigkeit vom Isolator-durchmesser d . Elektrodendurchmesser $D = 10$ cm, Isolatorhöhe $h = 8$ cm.

- 1 50 %-Überschlag-Stoßspannung $\hat{U}_{\text{ÜS } 50}$ bei positiver 0,5/500- μ s-Welle
2 Überschlag-Wechselspannung $\hat{U}_{\text{Ü}}$ bei 50 Hz.

Stromdichte Kanäle fallender Strom-Spannungs-Charakteristik entstehen. Diese verengen sich wegen des Vorhandenseins von Ladungsträgern beiderlei Vorzeichens und als Folge der großen Stromdichte. Daraus erklärt sich das typisch fadenförmige Aussehen der Stromfäden.

Von den hochionisierten Kanälen wird — vermindert um deren Eigenbedarf — das Potential der Anode in Richtung Kathode vorgetragen, so daß die Ausläufer der Entladung immer weitere Feldgebiete am Entladungsaufbau beteiligen, was leicht zum Durchschlag führen kann. Wenn dagegen in einem ausgesprochen ungleichförmigen Feld die Feldstärke mit der Entfernung von der Anode steil abnimmt, so fallen bald die meisten Photonen in feldschwaches Gebiet. Die dort von ihnen erzeugten Elektronen werden zwar ebenfalls zu den positiven Kanälen hin beschleunigt, jedoch lagern sie sich dann erfahrungsgemäß nach einer kurzen Wegstrecke an neutrale Teilchen an und bilden dadurch schwer bewegliche negative Ionen. Diese haben eine geringere Entfernung von den positiven Entladungskanälen als die bei der photo-elektrischen Ladungstrennung gleichzeitig mit den Elektronen erzeugten positiven Ionen, da sie aus den zunächst freien, leicht beweglichen Elektronen hervorgegangen sind. Die positive Entladung ist also von einer negativen Überschußladung umgeben.

Wenn sich die positiven Kanäle der überwiegend negativen Ladungswolke nähern, so wird das aufgesteilt⁸⁾ Zwi-

schengebiet schmaler. Dadurch fallen immer mehr Photonen in feldschwaches Gebiet. Die Folge davon ist, daß die Zahl der bis zu den Kanälen gelangenden freien Elektronen nunmehr ständig abnimmt. Mit abnehmender Stromdichte steigt aber der Spannungsabfall in den ionisierten Gasschläuchen, so daß der Absterbeprozess beschleunigt weitergeht. In diesem Fall ist daher die Vorwachsänge der Stromfäden verhältnismäßig gering.

Da ein erloschener Stromfaden stets positive und negative Ionen zurückläßt, ist bei unverändertem Grundfeld eine Neuzündung erst möglich, wenn das ehemalige Entladungsgebiet und seine Umgebung hinreichend von Restladungen gesäubert ist. Die Säuberungszeit ist feldstärkeabhängig, so daß bei steigender Elektrodenspannung die Impulsfolge schneller wird, solange nicht die negative Ionenladung bis zur Anode vordringt und dann den Entladungsablauf grundlegend verändert. Hätten die negativen Ionen keinen Einfluß auf die Entladungsbildung, so müßte die Impulshäufigkeit stetig mit der Spannungshöhe anwachsen. Das ist aber nicht der Fall.

Auf die negativen Ionen wirkt das Anziehungsfeld der Anode ein. Je näher sie an die Anode gelangen, um so kürzer werden die neu zündenden Stromfäden. Jeder Stromfaden hinterläßt weitere, auf die Anode zuwandernde negative Ionen und verstärkt dadurch die negative Raumladung. Ein letzter Stromfaden ermöglicht schließlich durch die neu hinzukommenden negativen Ladungsträger das Einsetzen einer Dauerentladung in dem schmal gewordenen, aufgestellten Feldgebiet unmittelbar vor der Anode und zündet dadurch das Glimmen, das sich dann selber erhält. Da der Übergang von den weitreichenden kanalartigen Stromfäden in die stark eingeengte Glimm-Entladung durch die schwer beweglichen negativen Ionen herbeigeführt wird, ist die Entwicklung nur möglich, wenn entsprechend viel Zeit dafür zur Verfügung steht. In dieser Hinsicht sind die mit Stoßspannungen durchgeführten Versuche aufschlußreich.

Ergebnisse der Stoßspannungsuntersuchungen

Überschlagsverhalten glatter zylindrischer Stützer

Für diese Untersuchungen wurde eine Stoßspannung erzeugt, die ohne Schwingungen steil ansteigt (Stirnzeit $T_s = 0,5 \mu$ s) und verhältnismäßig langsam abklingt (Rückenhaltzeit $T_r = 500 \mu$ s). Um Vergleichsmöglichkeiten zu erhalten, wurden mit dieser Welle die mit Wechsel- und Gleichspannung geprüften Stützeranordnungen gestoßen.

In Bild 16 ist in Abhängigkeit vom Durchmesser des Hartpapierzylinders die positive 50 %-Überschlag-Stoßspannung und außerdem zum Vergleich die Überschlag-Wechselspannung aufgetragen. Beide Kurven haben bei $d = D$ ein ausgeprägtes Maximum. Rechts vom Maximum wird das Überschlagsverhalten in beiden Fällen durch die Gleitfunkenneigung solcher Isolieranordnungen mit überstehenden Isolatorflächen bestimmt.

Für das Gebiet zwischen $d = 0$ und $d = D$ ist bei Wechselspannung — wie bei positiver Gleichspannung — die Stromfadenentladung maßgebend. Da die Überschlag-Stoßspannung bei positiver Zylinderpolarität in gleicher Weise vom Isolator-durchmesser abhängt, muß hier ein entsprechender Entladungsaufbau vorliegen. Die bei statischer Beanspruchung beobachtbaren Stromfäden müssen also eine große Ähnlichkeit mit den von Untersuchungen mit steilen Spannungsstößen her bekannten kathodengerichteten Kanälen haben [z. B. 10]. Das steht im Einklang mit der Feststellung, daß sich bei Gleichspannung die Stromfadenentladung nur in einem raumladungsfreien Feld gut entwickelt. Die Verhältnisse im Feldraum sind dann bei beiden Beanspruchungsarten fast gleich.

Ein wesentlicher Unterschied besteht vor allem darin, daß bei Gleichspannung und auch bei technischer Wechselspannung (wegen des breiten Maximums der Sinuskurve) die Ionisierungswahrscheinlichkeit ungleich größer ist als bei Stoßbeanspruchung, da der Entladungsbeginn nicht nur

7) W. Schwiecker [9] wies durch Zählrohrmessungen nach, daß bereits von der Lawinen-Entladung eine vorwiegend sehr kurzweilige, gasionisierende Strahlung ausgeht. L. Wagner [10] hat festgestellt, daß am Aufbau der positiven Korona die Photonen maßgebend beteiligt sind, und gibt als mittlere Wellenlänge der wirksamen Strahlen 60 bis 110 Å an.

8) Hierunter ist ein steiler werdender Verlauf und ein Anheben der Feldstärke zu verstehen.

von der Höhe und dem räumlichen Verlauf der Feldstärke, sondern auch davon abhängt, ob im rechten Augenblick in dem zur Stoßionisation befähigten Feldgebiet Anfangselektronen vorhanden sind. Außerdem benötigt die Entladung für ihren Aufbau eine gewisse Zeit (Aufbauzeit). Aus diesen Gründen ist die 50 %-Überschlag-Stoßspannung im gesamten untersuchten Bereich stets größer als die Überschlag-Wechselspannung. Dieser Unterschied würde bei einer Stoßspannung mit kürzerem Rücken noch größer sein, da bei der verwendeten 0,5/500- μ s-Welle Überschläge sogar weit hinter dem Scheitel eintreten konnten (Bild 17).

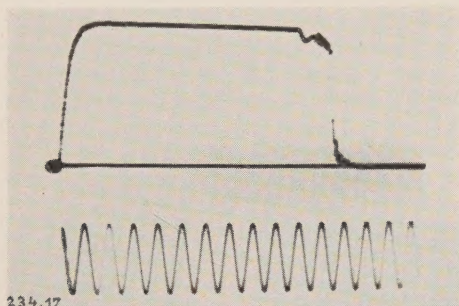


Bild 17. Stoßspannungsszillogramm mit einer Überschlagzeit von 11,5 μ s, aufgenommen an einem glatten, zylindrischen Stützer ($D = 10$ cm Dmr., $d = 7,5$ cm Dmr., $h = 8$ cm) bei positiver Stoßpolarität. Wellenform: 0,5/500 μ s; Scheitelspannung: 86 kV; Eichfrequenz: 1 MHz.

Das grundsätzliche Überschlagsverhalten ist, wie die Stoßkennlinien in Bild 18 zeigen, auch bei überschießenden Stoßspannungen das gleiche. Bei jeder bestimmten Entladeverzugszeit läßt sich die bekannte Abhängigkeit der Überschlagspannung vom Stützerdurchmesser erkennen. Die gestrichelt eingezeichneten Verlängerungen der VDE-Mittelwert-Kennlinien führen zu den Werten der 50 %-Überschlag-Stoßspannung.

Die in Bild 19 dargestellten Ergebnisse der Versuchsreihen mit kleineren Elektrodenrurchmessern runden das Bild vom Stoßverhalten der idealisierten Stützeranordnungen ab. Außerdem geben sie aber auch allgemeinere Aufschlüsse. Zunächst fällt auf, daß die Überschlagspannung in Luft bei negativen Stoßwellen nur unbedeutend vom Isolatordurchmesser beeinflußt wird, während sie bei positiver Polarität wieder den typischen Verlauf zeigt. Der auf dem andersartigen Entladungsaufbau beruhende Polaritätsunterschied kommt hier wegen der großen Feldinhomogenität stark zum Ausdruck.

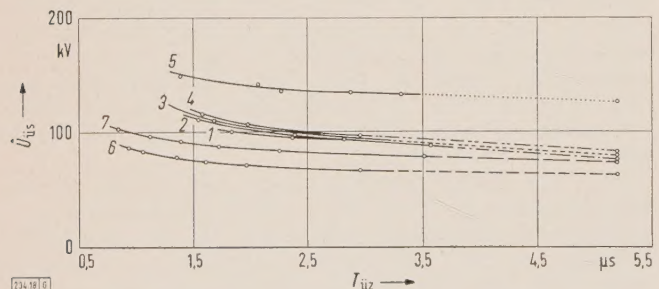


Bild 18. Positive Stoßkennlinien glatter zylindrischer Stützer für verschiedene Isolatordurchmesser d . Elektrodenrurchmesser $D = 10$ cm, Isolatorhöhe $h = 8$ cm; Wellenform 0,5/500 μ s.

$\hat{U}_{\text{ÜS}}$ Überschlagstoßspannung
 $t_{\text{ÜZ}}$ Überschlagzeit

Kurve	1	2	3	4	5	6	7
Durchmesser des Isolators cm	0 ¹⁾	2	4	7,5	10 ²⁾	11	13
d							
1) ohne Isolator				2) $d = D$			

Bei positiver Gleichspannung tritt — wie bereits erläutert wurde — für $h = 6$ cm Elektrodenabstand im Gebiet zwischen $d = 0$ und $d = D = 4$ cm der Überschlag entweder nach einer Stromfadentladung bei einem niedrigen Spannungswert ein oder erst nach Durchlaufen des Glimmbereiches bei einer zum Teil viel höheren Spannung (Bild 7). Bei positiver Stoßspannung hat die Überschlagskurve eine ähnliche Tendenz wie beim Stromfaden-Überschlag (Kurve 1 im Bild 19). Ihr Verlauf ist aber nicht so stark ausgeprägt wie für dieselbe Anordnung bei Gleichspannung. Zum besseren Vergleich sind die beiden Kurven in ein gemeinsames Koordinatensystem eingetragen (Bild 20). Die Überschlag-Stoßspannung liegt bei $d = 0$ höher und erreicht bei $d = D$ einen niedrigeren Wert als die entsprechende Überschlag-Gleichspannung. Die Ursache hierfür ist, daß bei Gleichspannung eine verhältnismäßig dichte Flächenladung aufgebaut werden kann, wenn die Oberfläche des Hartpapierzylinders für die an der Elektrodenkante gebildeten positiven Ionen gut erreichbar ist. Das geschieht bereits bei den ersten Ionisierungsprozessen, so daß die Feldstärkeschwächung im kritischen Gebiet schon für die Stromfäden wirksam ist. Die Stromfadeneinsatzspannung — und damit auch die Stromfaden-Überschlagspannung — nehmen daher bei Gleichspannung für die überstehende Elektrodenkante mit Annäherung an den Fall $d = D$ sehr steil zu.

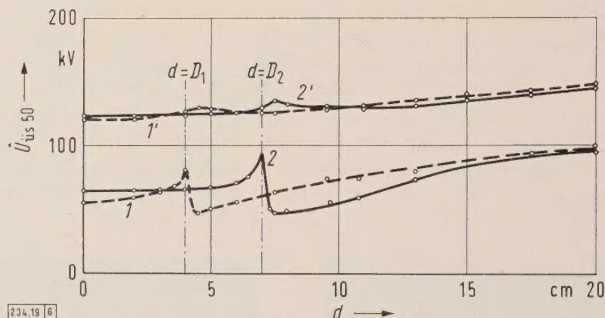


Bild 19. 50 %-Überschlag-Stoßspannung $\hat{U}_{\text{ÜS } 50}$ glatter zylindrischer Stützer für zwei verschiedene Elektrodenrurchmesser D bei $h = 6$ cm Isolatorhöhe, abhängig vom Isolatorrurchmesser d . Wellenform: 0,5/500 μ s

- 1 positive Stoßwelle, Elektrodenrurchmesser $D = D_1 = 4$ cm
- 1' negative Stoßwelle, Elektrodenrurchmesser $D = D_1 = 4$ cm
- 2 positive Stoßwelle, Elektrodenrurchmesser $D = D_2 = 7$ cm
- 2' negative Stoßwelle, Elektrodenrurchmesser $D = D_2 = 7$ cm

Im Stoßfeld ist die Zeitspanne zwischen dem Beginn der Stoßionisation und dem Erreichen von Feldstärkewerten, die den Umschlag in die Kanalentladung ermöglichen, außerordentlich klein. In der Umgebung der Zylinder-Elektrodenkante entsteht somit in diesem Fall nur eine geringe feldschwächende Raumladung. Daraus resultiert die Überschneidung der Kurven 1 und 2 bei $d < D$.

Außerdem ist zu beachten, daß bei überschießenden Stoßspannungen sehr viel leichter weitreichende kathodengerichtete Entladungskanäle aufgebaut werden können. Das liegt daran, daß sich die Entladung dann in einem zeitlich ansteigenden Feld entwickelt, so daß auch noch die in weiterer Entfernung durch Strahlung erzeugten Elektronen größtenteils frei bleiben und sich am Aufbau der Kanäle beteiligen. Daraus erklärt sich, daß bei sehr steilen Spannungsstößen (Rechteckwellen) schon bei verhältnismäßig geringer Spannungshöhe weitreichende positive Kanäle entstehen, wie sie z. B. in der Nebelkammer [12, 13] oder in neuester Zeit mit Hilfe von lichtempfindlichen Schirmen [14] festgestellt wurden. Bei Verwendung von Ergebnissen der Nebelkammeruntersuchungen ist zu berücksichtigen, daß die während des Entladungsaufbaues ausgesandten Photonen beim Vorhandensein von Wasserdampf zu einer größeren Zahl negativer Ionen führen als in trockener Luft. Das ist vor allem bei inhomogener Felddausbildung von Bedeutung, weil sich im feldschwachen Gebiet die Elektronen leicht an die elektronegativen H_2O -Moleküle anlagern.

Der Übergang zum Glimmen ist bei Stoßspannungsbeanspruchung nicht möglich, weil nur verhältnismäßig wenig negative Ionen gebildet werden und diese eine vergleichsweise lange Zeit benötigen würden, um bis zur Anode zu gelangen. Da das Stoßfeld nur kurze Zeit besteht, tritt niemals eine wirksame Feldaufteilung im Anodengebiet ein, welche die Voraussetzung für das Zünden der Glimmentladung ist. Daraus ergibt sich, daß das Stoßverhältnis, also das Verhältnis von Durchschlag-Stoßspannung zur statischen Durchschlagspannung, kleiner als 1 werden kann. Die zum

gekommene Stromfaden-Entladung schlechter ausbreiten kann. Im feldschwachen Gebiet lagern sich zahlreiche Elektronen an neutrale Teilchen an. Diese gehen dem Kanalaufbau verloren. Gleichzeitig hemmt die den Kanälen vorgelagerte negative Ionenladung durch Feldveränderung das weitere Vorwachsen. So bewirkt die in Entladungsnähe vorwiegend negative, aus Ionen bestehende Raumladung ein frühzeitiges Absterben der Kanäle.

Wenn die negativen Ionen auf die Anode zuwandern, werden die neuzündenden Stromfäden kürzer, bis sich schließlich der Übergang zu dem in Kathodenrichtung stark eingegengten Glimmen vollzieht. Da dieser Übergang wegen der geringen Beweglichkeit der negativen Ionen verhältnismäßig langsam geschieht, kann bei Stoßspannungsbeanspruchung die Glimmentladung nicht entstehen. Das Glimmen erhöht die Durchschlags- bzw. Überschlagsfestigkeit einer Isolieranordnung. Der darauf beruhende Gewinn an elektrischer Festigkeit läßt sich somit nur bei Gleich- und Wechselspannung erzielen. Das bedeutet, daß das Stoßverhältnis kleiner als 1 werden kann.

Bei negativer Sprühelektrode ist die Durchschlagsfestigkeit im allgemeinen höher als bei positiver. Durch den andersgearteten Entladungsmechanismus ist auch schon die Erscheinungsform der negativen Vorentladungen eine ganz andere. Zuerst entstehen tanzende Büschel, die bei höheren Stromdichten in einzelne, kurze, ruhig brennende Stielbüschel übergehen. Diese verteilen sich gleichmäßig über den Rand einer scharfkantigen Elektrode, wenn der Feldverlauf an allen Stellen des Randes vollkommen gleich ist. Der von diesen abstandwahrenden Entladungszentren ausgehende, stabilisierende, negative Ladungsträgerstrom ist auch noch in größerer Entfernung sehr wirksam. Er führt an der Gegenelektrode zu einer Feldaufteilung und schafft dadurch bei nicht zu geringer Grundfeldstärke schmale sekundäre Ionisierungszonen, deren Anzahl, Intensität und räumliche Lage den negativen Stielbüscheln fest zugeordnet ist. Die positive Korona beginnt in diesem Fall unter Auslassung der Stromfaden-Entladung sofort mit der nächsthöheren Entwicklungsstufe, dem Glimmen. Hierbei bauen die aus der gegenpoligen Entladung stammenden negativen Ionen die Glimmentladung auf. Die Folge davon ist wiederum ein bedeutender Gewinn an Hochspannungsfestigkeit.

Schrifttum

- [1] Hermstein, W.: Die Stromfaden-Entladung und ihr Übergang in das Glimmen. Arch. Elektrotechn. Bd. 45 (1960) S. 209–224.
- [2] Hermstein, W.: Die Entwicklung der positiven Vorentladungen in Luft zum Durchschlag. Arch. Elektrotechn. (im Druck).
- [3] Winkelnkemper, H., u. Hermstein, W.: Einfluß der Formgebung stützerartiger Innenraum-Isolieranordnungen auf ihr Überschlagsverhalten. ETZ-A Bd. 78 (1957) S. 561–572.
- [4] Roth, A.: Hochspannungstechnik. Springer-Verlag, Wien 1959.
- [5] Strigel, R.: Über den Entladeverzug in homogenen elektrischen Feldern und in Luft von Atmosphärendruck. Wiss. Veröff. Siemens-Konzern Bd. 11 (1932) S. 52–74.
- [6] Costa, H., u. Raether, H.: Über die Nachlieferungselektronen durch Photoeffekt in einer unselbständigen Wasserstoffentladung. Naturwiss. Bd. 26 (1938) S. 593 (Kurzmitteilung).
- [7] Costa, H.: Über die Nachlieferungselektronen durch Photoeffekt in einer unselbständigen Wasserstoffentladung. Z. Phys. Bd. 113 (1939) S. 531–546.
- [8] Costa, H.: Über Nachlieferungselektronen durch Photoeffekt in einer unselbständigen Gasentladung in Luft. Z. Phys. Bd. 116 (1940) S. 508 bis 514.
- [9] Schwiecker, W.: Über die ultraviolette Strahlung einer unselbständigen Gasentladung. Naturwiss. Bd. 28 (1940) S. 380 (Kurzmitteilung) u. Z. Phys. Bd. 116 (1940) S. 562–575.
- [10] Wagner, L.: Korona-Entladungen an der Spitze—Platte-Funkentrecke. Diss. TH Karlsruhe 1951 [auszugsweise in Arch. Elektrotechn. Bd. 40 (1952) S. 331–342].
- [11] Strigel, R.: Elektrische Stoßfestigkeit. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955.
- [12] Raether, H.: Die Entwicklung der Elektronenlawine in dem Funkenkanal. Erg. exakt. Naturwiss. Bd. 22 (1949) S. 73–120.
- [13] Flegler, E., u. Raether, H.: Untersuchung von Gasentladungsvorgängen mit der Nebelkammer. Z. techn. Phys. Bd. 16 (1935) S. 435 bis 440.
- [14] Nasser, E.: Entladungsaufbau im ungleichförmigen Feld bei positiver Spitze in atmosphärischer Luft. Diss. TU Berlin 1958. Arch. Elektrotechn. Bd. 44 (1959) S. 157–176.

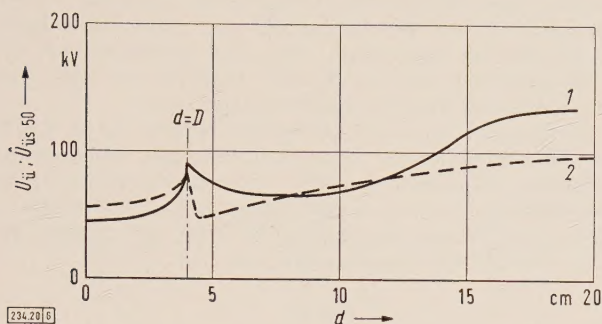


Bild 20. Vergleich des Überschlagsverhaltens glatter zylindrischer Stützer bei ähnlichem Entladungsaufbau. Elektrodendurchmesser $D = 4$ cm, Isolatorhöhe $h = 6$ cm.

1 unterer Wert der positiven Überschlag-Gleichspannung $U_{\text{Ü}}$

2 positive 50 %-Überschlag-Stoßspannung $\hat{U}_{\text{Ü}50}$ (Welle: 0,5/500 μs).

Teil verbreitete Annahme, daß eine Anordnung, die einer Gleich- oder Wechselspannungsprüfung widerstand, auch einer Stoßbeanspruchung gleicher Höhe gewachsen ist, gilt aus diesem Grunde nicht allgemein.

Das Stoßverhältnis kann sogar sehr viel kleiner als 1 werden, wenn bei Gleich- oder Wechselspannung eine Glimmentladung entsteht. Für das Beispiel $d = 2$ cm Dmr. bei $D = 4$ cm Dmr. und $h = 6$ cm beträgt die obere Überschlagspannung bei positiver Gleichspannung 110 kV und die positive 50 %-Überschlag-Stoßspannung 60 kV. Das Stoßverhältnis liegt somit bei 0,55. Die Überschlagspannung ist in diesem Fall durch die Glimmentladung bei Gleichspannung nahezu doppelt so hoch wie bei Stoßbeanspruchung, weil sich bei kurzzeitigen Spannungsstößen diese Entladungsart nicht ausbilden kann.

Zusammenfassung

An den Elektroden von Stützeranordnungen in Luft entstehen je nach Elektrodenausbildung, Schlagweite, Spannungsart und Polarität bei Erhöhung der angelegten Spannung über die Anfangsspannung hinaus sehr verschiedenartige Entladungserscheinungen. Ihr Einfluß auf die Überschlagspannung wird bei Gleich- und Stoßspannung untersucht und mit den Ergebnissen von Wechselspannungsversuchen verglichen. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse sind nicht nur auf stützerartige Isolieranordnungen beschränkt, sondern haben wegen der Verwendung von Luft als natürliches Isoliermittel bei fast allen Hochspannungskonstruktionen allgemeinere Bedeutung.

Die bei Gleich- und Wechselspannung beobachtbaren stromstarken, aussetzenden Strom- oder Leuchtfäden der positiven Ausbruchkorona beeinflussen die Hochspannungsfestigkeit einer Luftstrecke in völlig gleicher Weise, wie die aus Untersuchungen der Stoßspannungsfestigkeit bekannten kathodengerichteten Kanäle. Die positiven Kanalentladungen können sich bei überschießenden, sehr steilen Spannungsstößen wegen der zeitlichen Zunahme der Feldstärke im ganzen Feldbereich besonders gut entwickeln, weil dann auch noch die in weiterer Entfernung vom Kanalkopf photoelektrisch gebildeten Elektronen größtenteils frei bleiben. Bei Gleichspannung hingegen ist das elektrostatische Grundfeld zeitlich konstant, so daß sich bei inhomogener Feldausbildung eine im Bereich hoher Feldstärke zustande

Frequenzunabhängige Messung komplexer Quotienten mit dem Goniometer

Von Hans Fricke, Wolfenbüttel*)

DK 621.317.337

Die Bestimmung komplexer Quotienten von Strömen und Spannungen nach Größe und Richtung tritt immer wieder als Meßproblem auf. Für die Lösung kann unter verschiedenen Verfahren und Hilfsmitteln auch das Goniometer angewendet werden, worüber nachstehend berichtet werden soll.

Einleitung

In der elektrischen Meßtechnik tritt immer wieder die Forderung auf, komplexe Quotienten von Strömen oder Spannungen nach Größe und Richtung in einem großen Frequenzbereich unmittelbar messen zu können. Als Anwendungsbeispiele seien genannt die Messung von Scheinwiderständen, Scheinleitwerten und Übertragungskonstanten von Vierpolen, die Messung des durch das Verhältnis von reflektierter zu einfallender Welle gegebenen Reflexionsfaktors einer Leitung sowie die Aufnahme der Frequenzgangkurven von Regelkreisen. Mitunter genügt auch allein die Kenntnis des Amplitudenverhältnisses oder der Phasenwinkeldifferenz zwischen den zu vergleichenden Meßgrößen.

Die Aufgabe, komplexe Quotienten nach Größe und Richtung frequenzunabhängig zu messen, läßt sich mit dem aus der Funkpeilung seit langem bekannten Goniometer lösen.

Grundgedanke des Meßverfahrens

Im Goniometer werden die zu vergleichenden Meßgrößen, deren komplexer Quotient bestimmt werden soll, so umgeformt und zusammengesetzt, daß ein resultierendes Feld entsteht, dessen räumlicher, vom Amplitudenverhältnis und Phasenwinkelunterschied der Meßgrößen abhängender Verlauf gemessen wird. Dieses Feld läßt sich dadurch erzeugen, daß die beiden Ausgangsgrößen zwei im Goniometer

In entsprechender Weise werden bei dem mit dem elektrischen Feld arbeitenden kapazitiven Goniometer zwei Kondensatoren als räumlich um 90° gegeneinander versetzte Erregersysteme angeordnet, und das resultierende elektrische Drehfeld wird durch eine räumlich um 360° drehbare Kondensatorplatte kapazitiv abgetastet.

Am Beispiel eines induktiven Goniometers ist in Bild 1 das Zustandekommen des resultierenden magnetischen Drehfeldes dargestellt. Besteht zwischen den beiden Goniometerströmen i_1 und i_2 in den Systemen I und II (Bild 1 a) die zeitliche Phasenverschiebung φ , dann gilt für den zeitlichen Verlauf der Goniometerströme

$$i_1 = \hat{I}_1 \cos \omega t$$

$$i_2 = \hat{I}_2 \cos (\omega t + \varphi)$$

Für den zeitlichen Amplitudenverlauf $\hat{I}_r = f(\omega t)$ des resultierenden Drehfeldzeigers folgt aus Bild 1 b mit 90° räumlicher Verschiebung der beiden Spulen

$$\hat{I}_r = \sqrt{\hat{I}_1^2 + \hat{I}_2^2} = \hat{I}_1 \cdot \sqrt{\cos^2 \omega t + A^2 \cos^2 (\omega t + \varphi)}, \quad (1)$$

wobei das Amplitudenverhältnis A des komplexen Quotienten $A \cdot e^{j\varphi}$ gegeben ist zu

$$A = \hat{I}_2 / \hat{I}_1$$

Die zugehörige zeitabhängige räumliche Lage $\alpha = f(\omega t)$ des resultierenden Drehfeldzeigers ergibt sich aus der Beziehung

$$\tan \alpha = \frac{i_2}{i_1} = A \cdot \frac{\cos (\omega t + \varphi)}{\cos \omega t}. \quad (2)$$

Gl. (1) und (2) ergeben unabhängig von der Frequenz als Ortskurve für die Spitze des resultierenden Drehfeldzeigers eine Ellipse, die für $\varphi = 0^\circ, 180^\circ \dots$ in eine Gerade und für $\varphi = 90^\circ, 270^\circ \dots$ bei einem Strom $\hat{I}_1 = \hat{I}_2$, also $A = 1$, in einen Kreis übergeht. Bild 2 zeigt als Beispiel diese Ortskurven für verschiedene Phasenwinkel φ unter Annahme eines Amplitudenverhältnisses $A = 0,5, 1$ und 2 bei einem Strom $\hat{I}_1 = \text{const.}$ Der Verlauf, der den bei Messungen mit dem Kathodenstrahl-Oszillographen bekannten Lissajous-Figuren entspricht, zeigt, daß das Goniometerfeld und insbesondere der unter dem Winkel α_{\min} auftretende Kleinstwert der Suchspulen-Ausgangsspannung $U_{s \min}$ entsprechend der resultierenden Feldstärke, die der resultierenden Stromstärke I_r proportional ist, sowohl vom Amplitudenverhältnis A als auch vom Phasenwinkel φ abhängen. Das Verfahren zur frequenzunabhängigen Messung komplexer Quotienten mit dem Goniometer beruht nun darauf, aus dem resultierenden Feldverlauf über die leicht meßbare Suchspulen-Ausgangsspannung U_s das Amplitudenverhältnis A und den Phasenwinkel φ zu bestimmen, wobei verschiedene Auswertmöglichkeiten bestehen, von denen hier zwei angegeben werden sollen.

Bestimmung von A und φ aus Lage und Amplitude des Minimums der Suchspulen-Ausgangsspannung

Die in der Suchspule induzierte Spannung $\hat{U}_s = f(\alpha)$, für die im resultierenden Feld nur die Komponente der Induktion in Normalrichtung wirksam ist, läßt sich leicht durch Addition der von den beiden Goniometersystemen I und II induzierten Anteile angeben. Es gilt unter der Annahme,

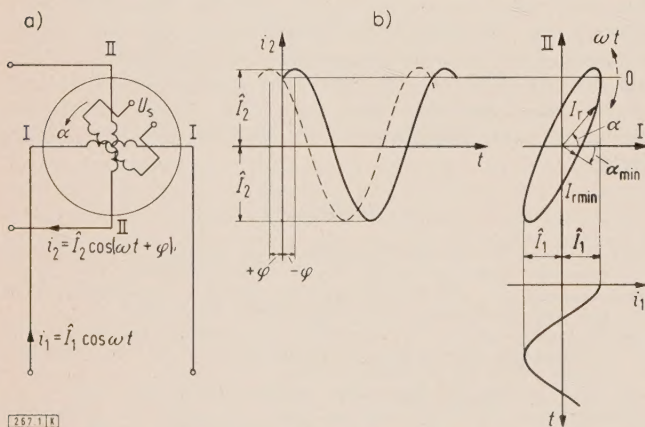


Bild 1. Entstehen des resultierenden Goniometerfeldes eines induktiven Goniometers.

- a) Mechanische Anordnung der Spulen im Goniometer,
b) Entstehung einer Stromellipse aus zwei phasenverschobenen Strömen als Ortskurve für die Spitze des resultierenden Drehfeldzeigers.

meter räumlich um 90° gegeneinander versetzten Erregersystemen zugeführt werden. Grundsätzlich kann dabei sowohl das magnetische als auch das elektrische Feld benutzt werden.

Bei dem mit dem magnetischen Feld arbeitenden induktiven Goniometer bestehen die Erregersysteme aus zwei durch die räumliche Versetzung um 90° gegeneinander entkoppelten Spulen. Das hierdurch gebildete resultierende magnetische Drehfeld induziert in einer räumlich um 360° drehbaren Suchspule eine Spannung, die auf verschiedenen Wegen eine Bestimmung des zu messenden komplexen Quotienten ermöglicht.

*) Dr.-Ing. H. Fricke ist apl. Professor an der TH Braunschweig und Baurat und Abteilungsleiter der Abteilung Elektrotechnik an der Staatlichen Ingenieurschule Wolfenbüttel.

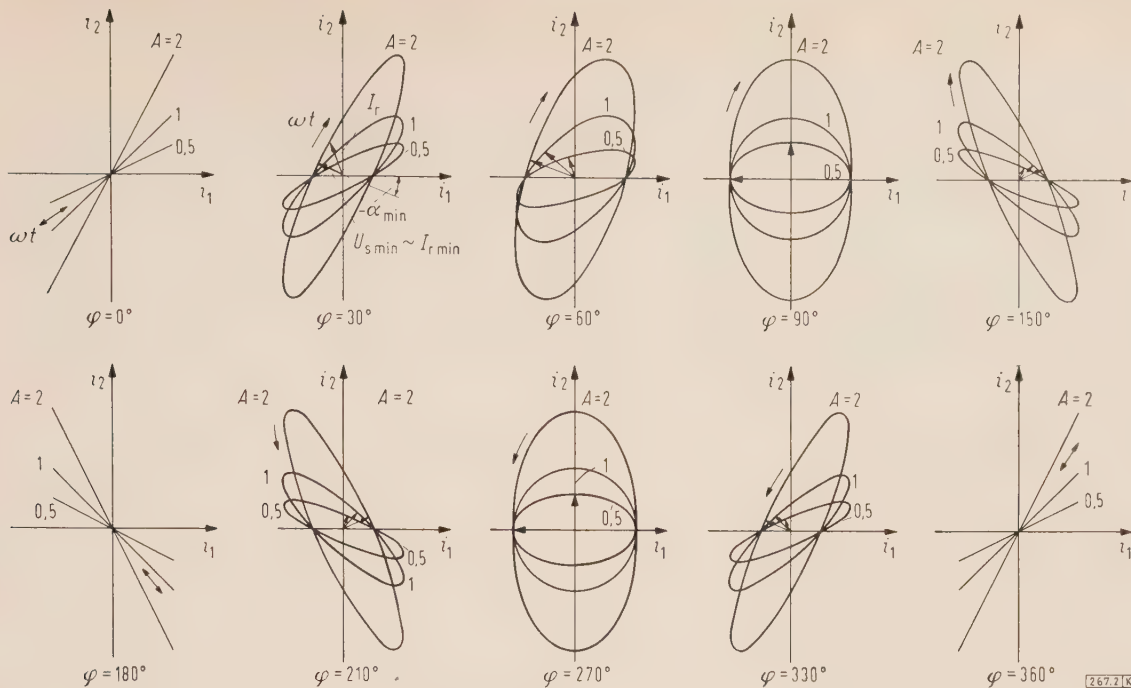


Bild 2. Ortskurven des resultierenden Feldzeigers I_r einer Goniometeranordnung mit homogenen Feldern für verschiedene Phasenwinkel φ unter Annahme eines Amplitudenverhältnisses $A = \hat{I}_2/\hat{I}_1 = 0,5$, 1 und 2 bei einem Strom $\hat{I}_1 = \text{const.}$

daß von dem durch das System I fließenden Strom $\hat{i}_1 = \hat{I}_1 \cdot e^{j\omega t}$ in der dem System parallelgestellten Suchspule die Spannung $\hat{U}_{s1} \cdot e^{j\omega t}$ induziert wird und in entsprechender Stellung das System II die Spannung $\hat{U}_{s2} \cdot e^{j(\omega t + \varphi)}$ in der Spule induziert. Für die Gesamtspannung ist

$$u_s = \hat{U}_{s1} \cdot e^{j\omega t} \cdot \cos \alpha + \hat{U}_{s2} \cdot e^{j(\omega t + \varphi)} \cdot \sin \alpha.$$

Der Winkel α gibt dabei, wie in Bild 1 dargestellt ist, die räumliche Lage der Suchspule in bezug auf das Goniometersystem I an. Bei Normierung auf das System I nimmt die Gleichung die Form an

$$u_s = \hat{U}_{s1} \cdot [\cos \alpha + A \cdot e^{j\varphi} \cdot \sin \alpha] \cdot e^{j\omega t},$$

wobei $A = \hat{I}_2/\hat{I}_1 = \hat{U}_{s2}/\hat{U}_{s1}$ gesetzt ist. Nach dem Trennen in die reelle und imaginäre Komponente ergibt sich für die räumliche Abhängigkeit der Amplitude der Suchspulenspannung

$$\hat{U}_s = \hat{U}_{s1} \sqrt{\cos^2 \alpha + A^2 \sin^2 \alpha + 2 A \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot \cos \varphi}. \quad (3)$$

Bild 3 zeigt den Verlauf der Suchspulenspannung $U_s = f(\alpha)$ bei einem Amplitudenverhältnis $A = 1$ für $\varphi = 0^\circ$ und 90° sowie für einen beliebigen Zwischenwert. Die von A und φ abhängige Lage α_{\min} der Suchspulen-Minimumspannung $U_{s\min}$ läßt sich aus Gl. (3) sofort angeben. Für

$$\frac{dU_s}{d\alpha} = U'_s = U_{s1} \cdot \frac{\cos \alpha \sin \alpha (A^2 - 1) + A \cos \varphi (\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha)}{U_s/U_{s1}}$$

ergibt sich für die Lage der Extremwerte α_e mit

$$\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha = \cos 2\alpha \quad \text{und} \quad \cos \alpha \cdot \sin \alpha = 1/2 \cdot \sin 2\alpha$$

für $U'_s = 0$

$$1/2 \cdot \sin 2\alpha (A^2 - 1) + A \cos \varphi \cdot \cos 2\alpha = 0$$

und damit

$$\tan 2\alpha_e = 2 \frac{A \cos \varphi}{1 - A^2}. \quad (4)$$

Zur einfachen Auswertung werden die durch Gl. (3) und (4) gegebenen Werte α_{\min} und $U_{s\min}$ nach Normierung auf den Bezugswert U_{s1} , der bei Parallelstellung der Suchspule zum System I, also bei $\alpha = 0^\circ$ vorhanden ist, als Linien

$A = \text{const}$ und $\varphi = \text{const}$ in dem in Bild 4 dargestellten Arbeitsdiagramm $U_{s\min}/U_{s1} = f(\alpha_{\min})$ eingezeichnet. Hat beim Durchdrehen der Suchspule die Ausgangsspannung U_s/U_{s1} z.B. den dick eingezeichneten Verlauf $U_s/U_{s1} = f(\alpha)$, sind also $U_{s\min}/U_{s1}$ und α_{\min} durch den Punkt P gegeben, dann gelten für den gesuchten komplexen Quotienten $A \cdot e^{j\varphi}$ die Werte $A = 1,6$ und $\varphi = \pm 20^\circ$. Jeder Punkt des Arbeitsdiagrammes gibt einen aus Lage und Amplitude des Minimums der Suchspulen-Ausgangsspannung festgelegten komplexen Quotienten an.

Bei leistungsloser Messung der Suchspulen-Ausgangsspannung ist keine Rückwirkung auf die Goniometer-Eingangswiderstände und damit auf die zu vergleichenden

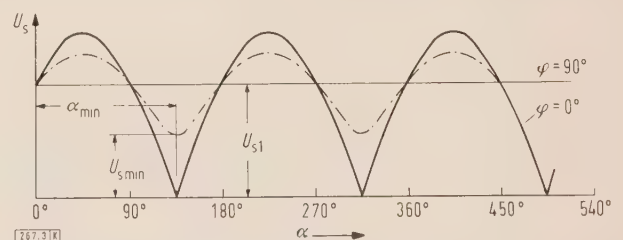


Bild 3. Verlauf der Suchspulen-Ausgangsspannung $U_s = f(\alpha)$ bei einem Amplitudenverhältnis $A = 1$ für $\varphi = 0^\circ$ und 90° sowie für einen beliebigen Zwischenwert.

Meßgrößen vorhanden; grundsätzlich ist der Verlauf der Ausgangsspannung von der Belastung unabhängig [1].

Der Vollständigkeit halber soll noch erwähnt werden, daß die Suchspulen-Minimumspannung nach Größe und Lage dem in Bild 2 dargestellten Minimum des resultierenden Feldes entspricht, so daß das in Bild 4 angegebene Arbeitsdiagramm auch aus dem Ansatz $I'_r = dI_r/dt = 0$ berechnet werden kann. Es ist

$$I'_r = I_1 \cdot \left[-2 \cos \omega t \cdot \omega \cdot \sin \omega t - 2 A^2 \cos (\omega t + \varphi) \cdot \omega \cdot \sin (\omega t + \varphi) \right] \cdot 2 \sqrt{\cos^2 \omega t + A^2 \cos^2 (\omega t + \varphi)}.$$

Die Bedingung

$$\cos \omega t \cdot \sin \omega t = -A^2 \cos (\omega t + \varphi) \cdot \sin (\omega t + \varphi)$$

liefert Extremwerte für

$$(\omega t)_e = \frac{1}{2} \arctan \frac{-A^2 \cdot \sin 2\varphi}{1 + A^2 \cos 2\varphi}. \quad (5)$$

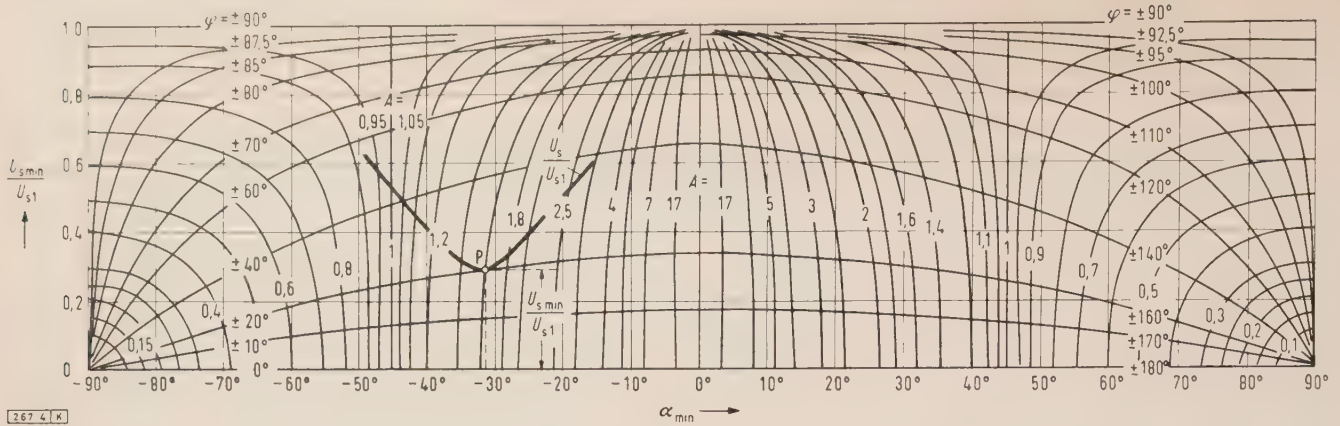


Bild 4. Arbeitsdiagramm $U_{s\min}/U_{s1} = f(\alpha_{\min})$ zur unmittelbaren Bestimmung komplexer Quotienten $A \cdot e^{j\varphi}$ aus der Lage des Winkels α_{\min} und der Größe $U_{s\min}/U_{s1}$ der Suchspulen-Minimumspannung bei I_1 bzw. $U_{s1} = \text{const.}$ Der Punkt P hat die Koordinaten $\alpha_{\min} = 31,5^\circ$ und $U_{s\min}/U_{s1} = 0,245$.

Unter Berücksichtigung von Gl. (5) gibt Gl. (1) den resultierenden Minimalstrom $I_{r\min'}$ der $U_{s\min}$ entspricht, und Gl. (2) die zugehörige Lage α_{\min} an.

Wie Bild 4 zeigt, ist die Auswertung der Spannung $U_{s\min}$ und des Winkels α_{\min} zunächst doppeldeutig, da kein Anzeigeunterschied zwischen positiven und negativen Winkeln besteht. Diese Doppeldeutigkeit ist bereits in Bild 2 zu erkennen, das z.B. den gleichen Ortskurvenverlauf für $\varphi = 30^\circ$ und $\varphi = 330^\circ$ zeigt. Der grundsätzliche Unterschied zwischen den beiden Ortskurven liegt in der Umkehrung des Umlaufsinn des resultierenden Drehfeldes. Um die Messung von $\varphi = 0^\circ$ bis 360° eindeutig zu machen, ist es daher nur erforderlich, den Drehsinn des resultierenden Goniometerfeldes zu messen, was durch Zuschalten einer der Richtung nach bekannten zusätzlichen Phasenverschiebung oder mit einem Drehfeldrichtungsanzeiger [2] möglich ist.

Der besondere Vorteil dieses Auswerteverfahrens liegt darin, daß ohne den bei Brücken stets erforderlichen Abgleich eine frequenzunabhängige automatische Anzeige des Meßergebnisses möglich ist, wenn die Suchspulen-Ausgangsspannung einem geeichten Oszillographen zugeführt wird, dessen Kippspannung der Lage α der Suchspule proportional ist.

Bestimmung von A und φ in getrennten Meßvorgängen

Die durch Gl. (3) gegebene räumliche Abhängigkeit der Amplitude der Suchspulenspannung $U_s = f(\alpha)$ kann zur Bestimmung des Phasenwinkels φ herangezogen werden, wenn das Amplitudenverhältnis $A = U_{s2}/U_{s1}$ bekannt ist. Dieses läßt sich leicht ermitteln, da $U_s = U_{s1}$ für $\alpha = 0^\circ$ und $U_s = U_{s2}$ für $\alpha = 90^\circ$ ist. Es ist daher nur erforderlich, die Suchspule zunächst dem System I und dann dem System II parallel zu stellen, die jeweiligen Suchspulenspannungen zu messen und ihren Quotienten A zu bilden.

Grundsätzlich kann nun zum Bestimmen von φ nach Gl. (3) für jede beliebige Lage α der Suchspule die zugehörige Spannung U_s gemessen werden. Einfacher ist das Auswerten einer Eichkurve, wenn für zwei nachfolgend näher festgelegte Winkel α_1 und α_3 eine Messung der zugeordneten Suchspulenspannungen $U_s(\alpha_1)$ und $U_s(\alpha_3)$ durchgeführt wird. Der Winkel α_1 ist festgestellt als Nullstellenwinkel, für den nach Gl. (3) gilt

$$\cos^2 \alpha_1 + A^2 \sin^2 \alpha_1 + 2 A \sin \alpha_1 \cdot \cos \alpha_1 \cdot \cos \varphi = 0.$$

Die Lösung

$$A = -\cos \varphi \cdot \cot \alpha_1 \pm \sqrt{\cot^2 \alpha_1 (\cos^2 \varphi - 1)}$$

zeigt, daß reelle Werte nur für $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 180^\circ$ möglich sind. Für Gleichphasigkeit, dabei ist der Winkel $\varphi = 0^\circ$, wird

$$A = -\cot \alpha_1 \quad (6)$$

und damit

$$\alpha_1 = -\arctan \frac{1}{A}. \quad (7)$$

Diese Gleichungen legen die Goniometer-Eichkurve fest und geben für das zuerst gemessene Amplitudenverhältnis A den zugehörigen Nullstellenwinkel α_1 an. Für $\varphi = 0^\circ$ geht α_1 durch das Auftreten der Drehfeldkomponente in den

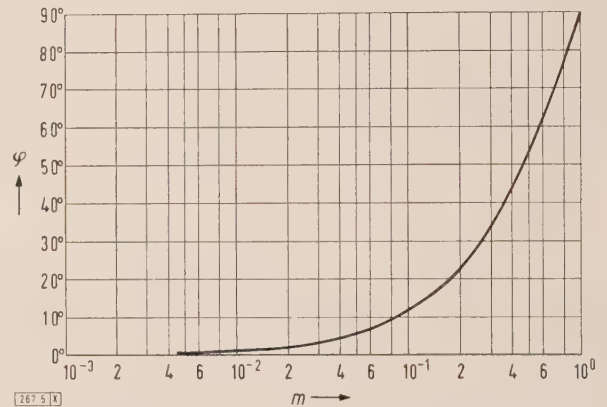


Bild 5. Eichkurve $\varphi = f(m)$ zum Bestimmen des Phasenwinkels φ aus den bei $U_{s1} = \text{const}$ gemessenen Suchspulenspannungen $U_s(\alpha_1)$ und $U_s(\alpha_3)$ mit $m = U_s(\alpha_1)/U_s(\alpha_3)$.

Minimumwinkel über, bei dem in der Suchspule bei Berücksichtigung des durch Gl. (6) gegebenen Wertes A die Suchspulen-Minimumspannung $U_s(\alpha_1)$ entsteht. Diese ist somit $U_s(\alpha_1) = U_{s1}$.

$$\cdot \sqrt{\cos^2 \alpha_1 + \cot^2 \alpha_1 \cdot \sin^2 \alpha_1 - 2 \cot \alpha_1 \cdot \sin \alpha_1 \cdot \cos \alpha_1 \cdot \cos \varphi}.$$

Nach einfacher Umformung ergibt sich

$$U_s(\alpha_1) = U_{s1} \cdot \cos \alpha_1 \cdot \sqrt{2(1 - \cos \varphi)}. \quad (8)$$

Wird der Winkel α_3 definiert zu

$$\alpha_3 = 180^\circ - \alpha_1, \quad (9)$$

so geht Gl. (6) über in $A = \cot \alpha_3$, und für die zugehörige Suchspulenspannung gilt

$$U_s(\alpha_3) = U_{s1} \cdot \cos \alpha_3 \cdot \sqrt{2(1 + \cos \varphi)}. \quad (10)$$

Wird bei konstanter Spannung U_{s1} der Quotient m der in den Stellungen α_1 und α_3 gemessenen Suchspulenspannungen $U_s(\alpha_1)$ und $U_s(\alpha_3)$ berechnet zu

$$m = U_s(\alpha_1)/U_s(\alpha_3), \quad (11)$$

dann gilt nach Gl. (8) und (10)

$$\frac{U_s(\alpha_1)}{U_s(\alpha_3)} = \sqrt{\frac{1 - \cos \varphi}{1 + \cos \varphi}}$$

und somit

$$\varphi = \arccos \frac{1 - m^2}{1 + m^2} \quad (12)$$

Diese in Bild 5 dargestellte Eichkurve $\varphi = f(m)$ ermöglicht unmittelbar die Bestimmung des Phasenwinkels.

Der Meßvorgang zur Bestimmung von A und φ sieht also folgendermaßen aus: Messung von A aus U_{s1} für $\alpha = 0^\circ$ und U_{s2} für $\alpha = 90^\circ$; Ermittlung des Minimumwinkels α_1 entsprechend Gl. (6); Bestimmung von α_3 nach Gl. (9); Messung von $U_s(\alpha_1)$ und $U_s(\alpha_3)$ bei $U_{s1} = \text{const}$; Berechnung von m nach Gl. (11) und Berechnung von φ nach Gl. (12) oder aus der Eichkurve nach Bild 5.

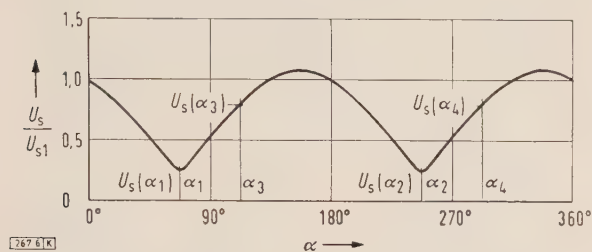


Bild 6. Auf U_{s1} bezogener Verlauf der Suchspulenspannung U_s/U_{s1} zur Definition der Winkel α_1 und α_3 bzw. α_2 und α_4 und der zugeordneten Spannungen $U_s(\alpha_1)$ und $U_s(\alpha_3)$ bzw. $U_s(\alpha_2)$ und $U_s(\alpha_4)$.

Da bei einer Drehung der Suchspule um 360° zwei gegeneinander um 180° verschobene Minimumwinkel α_1 und α_2 auftreten, gilt auch entsprechend Gl. (9)

$$\alpha_4 = 180^\circ - \alpha_2$$

und damit

$$m = \frac{U_s(\alpha_2)}{U_s(\alpha_4)}$$

Bild 6 zeigt den Verlauf der Suchspulenspannung U_s/U_{s1} bei einer Drehung um 360° und die für die Berechnung von φ erforderlichen Werte $U_s(\alpha_1)$ und $U_s(\alpha_3)$ bzw. $U_s(\alpha_2)$ und $U_s(\alpha_4)$.

Einfluß nichthomogener Goniometerfelder

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde vorausgesetzt, daß sich die Goniometersuchspule in einem homogenen Feld bewegt. Dieser Fall läßt sich immer verwirklichen, wenn die räumlichen Abmessungen der Suchspule klein

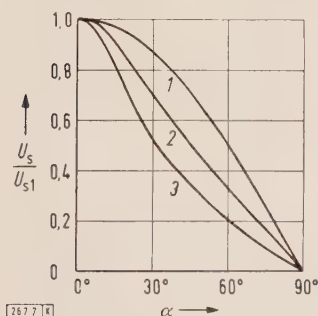


Bild 7. Auf U_{s1} bezogener Spannungsverlauf U_s/U_{s1} abhängig vom Drehwinkel α für verschiedene Felder.

- 1 homogenes Goniometerfeld (cos-Kurve)
- 2, 3 inhomogene Goniometerfelder

sind im Vergleich zu den Abmessungen der Erregersysteme. Da als Anzeigegröße die Suchspulen-Ausgangsspannung U_s benutzt wird, gilt das angegebene Meßverfahren aber auch bei nichthomogenen Goniometerfeldern, wenn bei der Berechnung von U_s abhängig vom räumlichen Winkel α , der wirkliche Feldverlauf berücksichtigt wird. Im allgemeinsten Fall ist U_s proportional dem Produkt aus dem durch das Erregersystem fließenden Strom I und dem durch die Gegeninduktivität M zwischen Erregersystem und Suchspule gegebenen induktiven Widerstand ωM . Bei alleiniger Erregung des Systems I gilt

$$U_{sI} = I_1 \cdot \omega M_1,$$

entsprechend ist bei alleiniger Erregung des Systems II die Spannung $U_{sII} = I_2 \cdot \omega M_2$. Da die Gegeninduktivitäten M_1 und M_2 von der räumlichen Lage von Erregersystem und Suchspule abhängen, gilt bei Erregung des Systems I

$$U_{sI}(\alpha) = I_1 \cdot \omega M_1(\alpha), \quad (13)$$

bzw. bei Erregung des Systems II

$$U_{sII}(\alpha) = I_2 \cdot \omega M_2(\alpha), \quad (14)$$

wobei entsprechend den zueinander räumlich um 90° versetzt angeordneten Erregersystemen I und II

$$M_2(\alpha) = M_1(\alpha - 90^\circ)$$

ist. Während bei homogenen Goniometerfeldern $M_1(\alpha) \sim \cos \alpha$ und $M_2(\alpha) \sim \sin \alpha$ ist, treten bei beliebigen Feldern Abweichungen vom cos- bzw. sin-Verlauf auf, die aus den

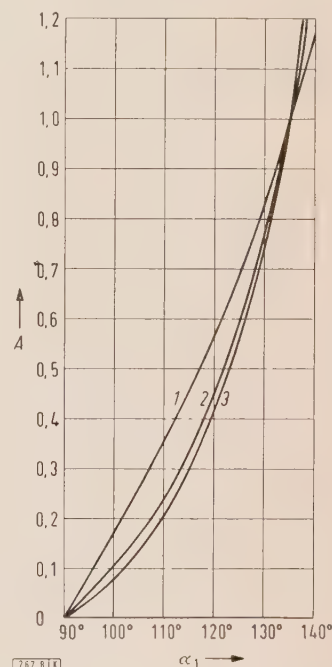


Bild 8. Goniometer-Eichkurve $A = f(\alpha)$, berechnet aus den in Bild 7 dargestellten Kurven $U_s/U_{s1} = f(\alpha)$.

- 1 homogenes Goniometerfeld [Gl. (7)]
- 2, 3 inhomogenes Goniometerfeld [Gl. (15)]

bekannten Beziehungen zur Bestimmung der Gegeninduktivität berechnet werden können [3].

Im allgemeinen ist jedoch die Kenntnis des Feldverlaufs nicht erforderlich, und die Berechnung der Kurven $M(\alpha)$ kann an der ausgeführten Anlage entsprechend Gl. (13) und (14) durch eine Messung der Ausgangsspannung $U_s(\alpha)$ bei Erregung nur eines einzigen Goniometersystems ersetzt werden, wenn $U_s(\alpha)$ auf U_{s1} bzw. U_{s2} bezogen wird, also auf die bei Parallelstellung der Suchspule zu dem jeweiligen Erregersystem I oder II auftretende Ausgangsspannung. Es gilt dann $M(\alpha) = U_s(\alpha)/U_{s1}$ bei Erregung des Systems I und $M(\alpha - 90^\circ) = U_s(\alpha)/U_{s2}$ bei Erregung des Systems II. Bild 7 zeigt als Beispiel gemessene Kurven der Gegeninduktivität $M(\alpha)$ bei homogenen und bei beliebigen Goniometerfeldern. Aus Symmetriegründen kann die Messung auf einen Quadranten beschränkt bleiben.

Die in den vorhergehenden Abschnitten angegebenen Gleichungen gelten also auch für nichthomogene Felder, wenn überall die Funktion $\cos \alpha$ durch $M(\alpha)$ und die Funktion $\sin \alpha$ durch $M(\alpha - 90^\circ)$ ersetzt wird. Gl. (3) nimmt dann beispielsweise die Form an

$$U_s = U_{s1} \cdot \sqrt{M^2(\alpha) + A^2 \cdot M^2(\alpha - 90^\circ) + 2 A \cdot M(\alpha) \cdot M(\alpha - 90^\circ) \cdot \cos \varphi}$$

und ermöglicht auch in diesem Fall die Aufstellung eines Bild 4 entsprechenden Arbeitsdiagrammes, aus dem die

Werte A und φ nach Größe und Richtung aus dem mit der Suchspule ermittelten Spannungsminimum sofort abgelesen werden können.

Ebenfalls besteht die Möglichkeit, die Werte A und φ in getrennten Meßvorgängen zu bestimmen, da die Gl. (12)

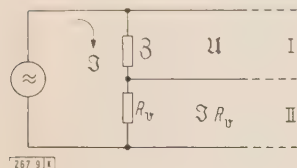


Bild 9. Anschlußschema der Goniometersysteme I und II zur Messung des Scheinwiderstandes Z .

und auch die Gl. (8) bis (11) ganz allgemein gelten, wenn die Gl. (8) und (10) in der Form geschrieben werden:

$$U_s(\alpha_1) = U_{s1} \cdot M(\alpha_1) \cdot \sqrt{2(1 - \cos \varphi)}$$

und

$$U_s(\alpha_3) = U_{s1} \cdot M(\alpha_3) \cdot \sqrt{2(1 + \cos \varphi)}.$$

Die zur Bestimmung des Winkels α_1 bei gegebener Größe A durch Gl. (7) festgelegte Goniometer-Eichkurve $\tan \alpha_1 = -1/A = \sin \alpha_1 / \cos \alpha_1$ ist bei nichthomogenen Goniometerfeldern aus der nachfolgenden Beziehung zu berechnen:

$$\frac{M(\alpha_1 - 90^\circ)}{M(\alpha_1)} = -\frac{1}{A}. \quad (15)$$

Bild 8 zeigt als Auswertung der Gl. (7) und (15) die Goniometer-Eichkurven $A = i(\alpha_1)$ bei homogenen (1) und bei nichthomogenen (2 und 3) Goniometerfeldern unter Annahme der in Bild 7 dargestellten Kurven $U_s/U_{s1} = f(\alpha)$. Die den Kurven 2 und 3 (Bild 8) zugeordneten Goniometer unter-

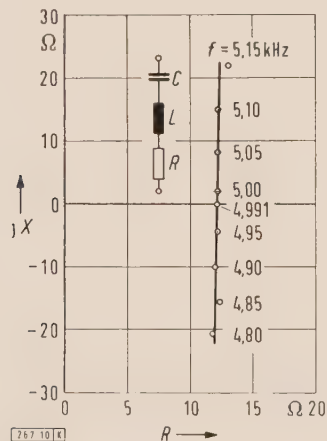


Bild 10. Ortskurve eines Reihenschwingkreises mit den Werten $L = 10 \text{ mH}$, $C = 0,1 \mu\text{F}$ und $R = 12,2 \Omega$.

scheiden sich bei gleichem Aufbau der Erregersysteme nur durch die Abmessungen der Suchspule. Die der Kurve 3 entsprechende Spule ist größer als diejenige, die der Kurve 2 entspricht.

Meßergebnisse

An Hand einiger Meßbeispiele soll gezeigt werden, daß das Goniometer nach dem angegebenen Verfahren sowohl im Niederfrequenzgebiet als auch im UKW-Gebiet zur Bestimmung komplexer Quotienten benutzt werden kann.

Messungen im Niederfrequenzgebiet

Zur Messung eines komplexen Widerstandes $Z = U/I$ wird die in Bild 9 dargestellte Schaltung benutzt. Hier wird dem Goniometersystem I die Spannung U am Meßobjekt Z unmittelbar zugeführt, während das Goniometersystem II an eine am Vorwiderstand R_v auftretende, dem Strom I proportionale Spannung $I R_v$ gelegt wird, so daß bei der Quotientenmessung im Goniometer der Wert $U/I R_v = Z/R_v$ bestimmt werden kann. Um Rückwirkungen

auf das Meßobjekt zu vermeiden, wird das Goniometer über Trennstufen angeschlossen. Als Beispiel zahlreicher Messungen zeigt Bild 10 die Ortskurve des Eingangswiderstandes eines Reihenschwingkreises mit den Werten $L = 10 \text{ mH}$, $C = 0,1 \mu\text{F}$ und $R = 12,2 \Omega$. Aus den praktisch auf der theoretischen Geraden liegenden gleichmäßig verteilten Meßpunkten, die mit einem Dekadengenerator von 50 zu 50 Hz eingestellt wurden, läßt sich die hohe Meßgenauigkeit der Anordnung erkennen. Der im Resonanzpunkt beim Durchstoß der Ortskurve durch die reelle Achse auftretende ohmsche Widerstand $R = 12,2 \Omega$ konnte durch eine Dämpfungsmessung nach dem Halbvertungsverfahren zu $12,25 \Omega$ bestimmt werden.

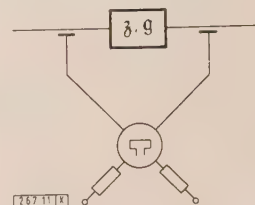


Bild 11. Anschlußschema der Goniometersysteme I und II zur Messung des Übertragungsmaßes eines Vierpols.

Die durch das Wellenübertragungsmaß $g = a + jb$ gegebenen Übertragungseigenschaften eines Vierpols lassen sich bei Anpassung des Vierpols unmittelbar aus dem Quotienten von Ausgangsspannung und Eingangsspannung messen; bei beliebigen Abschlußwiderständen wird durch den Quotienten der Spannungen das Betriebsübertragungsmaß festgelegt. Zur Messung der Werte a und b kann daher die in Bild 11 angegebene Schaltung benutzt werden, mit der z.B. über eine kapazitive Ankopplung der Quotient von Eingangs- und Ausgangsspannung mit Hilfe des Goniometers bestimmt wird. Das gemessene Amplitudenverhältnis A gibt die Dämpfung $a = \ln A$ an, während φ dem Phasenmaß b entspricht. Bild 12 zeigt neben den berechneten Kurven einer eingliedrigten Drosselkette mit den Werten $L = 0,2 \text{ H}$, $C = 0,8 \mu\text{F}$ und $R = 100 \Omega$ in II-Schaltung die durch Quotientenmessung ermittelten Meßpunkte, die kaum streuen und gut mit den theoretischen Werten übereinstimmen. Das Goniometer kann daher auch zur Messung der Phasenlaufzeit b/ω und der Gruppenlaufzeit $db/d\omega$ benutzt werden.

Messungen im UKW-Gebiet

Bei sehr hohen Frequenzen kann das Goniometer besonders einfach aufgebaut werden, wenn bei Benutzung koaxialer Zuleitungen der Außenleiter zum Goniometer-

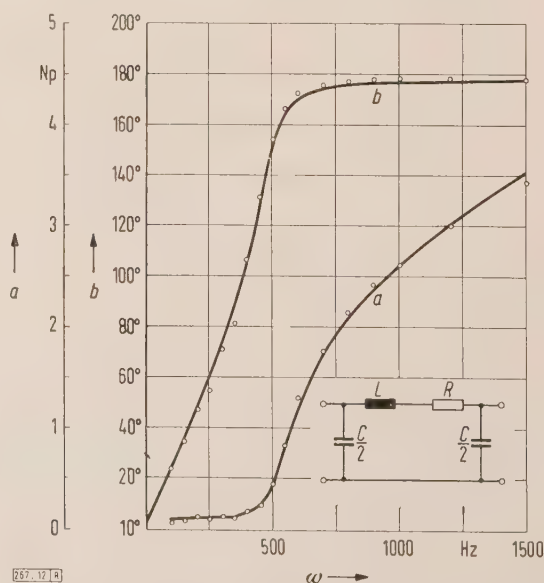


Bild 12. Frequenzabhängigkeit $g = a + jb$ einer Drosselkette mit den Werten $L = 0,2 \text{ H}$, $C = 0,8 \mu\text{F}$ und $R = 100 \Omega$ in II-Schaltung (Dämpfungsmaß a , Phasenmaß b).

gehäuse erweitert wird, so daß der Innenleiter selbst bereits das Erregersystem darstellt. Je nachdem, ob das Ende der Leitung kurzgeschlossen oder angepaßt ist, ergibt sich ein Kurzschluß- oder Anpassungsgoniometer [4]. Bild 13 zeigt ein Leitungsgoniometer mit den räumlich um 90° gegeneinander versetzten Erregersystemen und der aus einer Windung bestehenden drehbaren Goniometersuchspule.

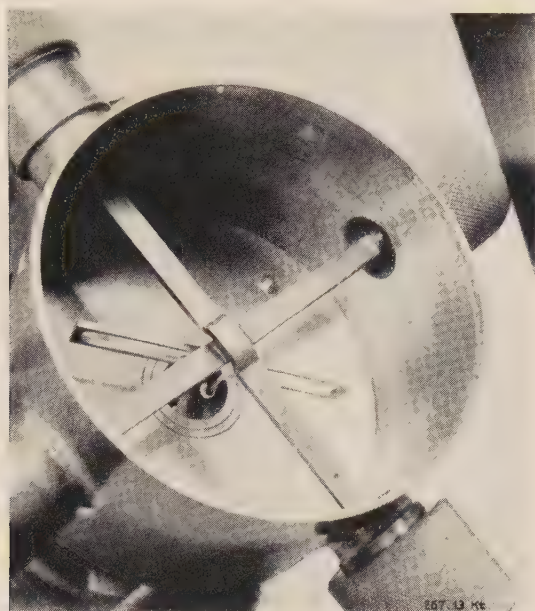


Bild 13. Geöffnetes Leitungsgoniometer.

Damit man den Betrag A und die Phase φ des zu messenden komplexen Quotienten in einem großen Bereich ändern kann, wurde die in Bild 14a angegebene Prüfschaltung gewählt¹⁾. Hierbei werden die Systeme I und II des Goniometers 1 über ein Kabel 2 in Reihe geschaltet, so daß bei Abschluß des Systems I mit dem Widerstand 3

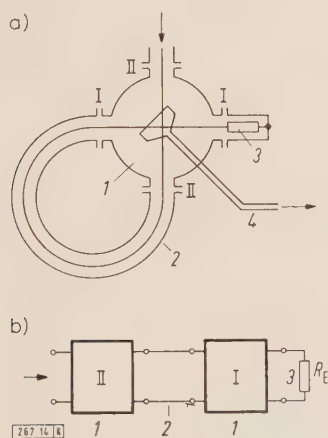


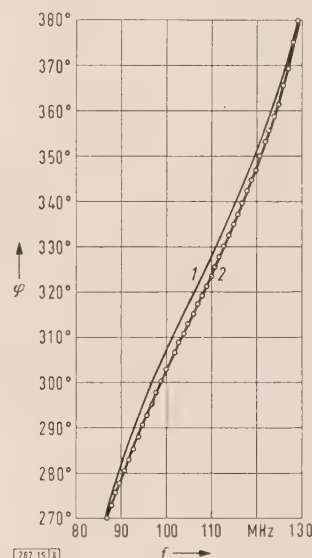
Bild 14. Prüfung des Meßverfahrens im UKW-Gebiet.

a) Schaltung, b) Vierpolersatzschaltung.

- 1 Goniometer mit den Erregersystemen I und II mit einem Wellenwiderstand $Z_G = 95 \Omega$,
- 2 Verbindungskabel zwischen den Systemen I und II mit einem Wellenwiderstand $Z_K = 60 \Omega$
- 3 Abschlußwinkel $R_E = 50 \Omega$
- 4 Suchspulenausgang

und Einspeisung des Systems II durch einen Generator veränderlicher Frequenz aus der in Bild 14b angegebenen Vierpolersatzschaltung die am Goniometer vorhandenen, von der jeweiligen Betriebsfrequenz abhängigen Werte A und φ bestimmt werden können. Da die Messung des Amplitudenverhältnisses A durch Parallelstellen der Such-

spule zunächst zu System II und dann zu System I und Quotientenbildung der dabei gemessenen Ausgangsspannungen immer zu richtigen Ergebnissen führt, sollen hier nur die gemessenen Werte φ angegeben werden. Bild 15 zeigt für einen Frequenzbereich von 80 bis 140 MHz eine Gegenüberstellung zwischen der aus der Vierpolersatzschaltung berechneten Kurve und den jeweiligen Meßpunkten. Wie aus der dichten Folge der Meßpunkte gefolgert werden kann, ist die Reproduzierbarkeit der Messungen sehr hoch. Dies geht auch aus der großen Empfindlichkeit der Anordnung hervor, da im Mittel eine Änderung des Phasenwinkels φ um $0,3^\circ$ einwandfrei feststellbar ist. Die maximale Abweichung von $4,5^\circ$ bei etwa $f = 105 \text{ MHz}$ ist auf

Bild 15. Berechnete und gemessene Kurven $\varphi = f(f)$ der in Bild 14 angegebenen Prüfschaltung.

1 berechnete Kurve 2 aus Meßpunkten bestimmte Kurve

den Anpassungsfehler der Meßanordnung zurückzuführen, da der Strom innerhalb des Goniometers bei Nichtanpassung seine Phasenlage nicht proportional der Länge des Innenleiters ändert.

Zusammenfassung

Das resultierende Feld eines Goniometers hängt vom Amplitudenverhältnis und Phasenwinkelunterschied der den Erregersystemen zugeführten Ströme oder Spannungen ab. Es läßt sich daher der komplexe Quotient zweier Meßgrößen mit Hilfe eines Goniometers frequenzunabhängig aus der vom Feldverlauf gegebenen räumlichen Abhängigkeit der Suchspulen-Ausgangsspannung messen. Nach Berechnung des resultierenden Goniometerfeldes wird ein Arbeitsdiagramm zur unmittelbaren Ablesung des komplexen Quotienten aus Lage und Amplitude des Minimums der Suchspulen-Ausgangsspannung angegeben. Eine weitere Auswertmöglichkeit besteht in einer getrennten Messung von Betrag und Phase des Quotienten. Messungen nach dem angegebenen Verfahren, das auch bei nichthomogenen Goniometerfeldern angewendet werden kann, haben gezeigt, daß das Goniometer sowohl im Niederfrequenzgebiet als auch im UKW-Gebiet zur Bestimmung komplexer Quotienten benutzt werden kann.

Schrifttum

- [1] Päsler, M.: Das belastete Goniometer. Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik Bd. 57 (1941) S. 14.
- [2] Denecke, W.: Ein neuer Drehfeldrichtungsanzeiger. ETZ-A Bd. 75 (1954) S. 329–331.
- [3] Küpfmüller, K.: Einführung in die theoretische Elektrotechnik. 6. Aufl. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959. S. 249.
- [4] Fricke, H.: Goniometermeßanordnungen für hohe Frequenzen I. Goniometeraufbau, Scheitelwertmessung, Frequenzmessung. Arch. techn. Messen V 376–9 (Lieferung 283 vom August 1959).

¹⁾ Der Verfasser dankt Dipl.-Ing. E. G. Runge für die Durchführung und Auswertung der Messungen sowie für Diskussionsbeiträge.

Die im festen Dielektrikum von zylindrischen Leistungskondensatoren auftretenden Wärmespannungen

Von Klaus Wilhelm Rudy, Selb*)

DK 621.319.4.019.33

Das Dielektrikum von Kondensatoren wird nicht nur elektrisch durch die Feldstärke beansprucht, sondern es findet auch noch eine mechanische Beanspruchung statt, die durch Verlustwärme verursacht wird. Hierüber soll nachstehend an Hand einer theoretischen Untersuchung berichtet werden.

Das Temperaturfeld im langen zylindrischen Kondensator

Das elektrische Feld ist voraussetzungsgemäß zylindersymmetrisch, hat also nur eine radiale Komponente

$$E \sim 1/r. \quad (1)$$

Die Dichte der Wärmequellen ist proportional E^2 . Man kann damit die Wärmedifferentialgleichung unter Berücksichtigung der Wärmequellen ansetzen. Beschränkt man sich auf stationäre Temperaturfelder, so ergibt sich mit einer zunächst noch nicht näher gedeuteten Konstanten c

$$\Delta \vartheta = \frac{d^2 \vartheta}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{d\vartheta}{dr} = \frac{c}{r^2}. \quad (2)$$

Die rechte Seite von Gl. (2) beschreibt die Wärmequellen. Die Bedeutung von c — eine Aufstellung der verwendeten Formelzeichen und deren Bedeutung ist am Schluß der Arbeit — erkennt man, wenn man formal den Temperaturfluß $\Theta > 0$ einführt mit

$$\Theta = \int \Delta \vartheta \cdot d\tau = - \int \frac{\partial \vartheta}{\partial n} \cdot dS. \quad (3)$$

Mit diesem Begriff, der eng mit dem Wärmefluß verknüpft ist, ergibt sich:

$$c = - \Theta / [2 \pi \cdot L \cdot \ln (R_a/R_i)]. \quad (4)$$

Weiterhin empfiehlt es sich im Hinblick auf eine formal möglichst gleichartige Behandlung der beiden Fälle, nämlich der Außenkühlung und der Innenkühlung, statt r die reduzierte Koordinate

$$z = r/R \quad (5)$$

in die Differentialgleichung (2) einzuführen. Es ist außerdem noch eine Randbedingung zu erfüllen, nämlich die, daß an der wärmeisolierten (also nicht gekühlten) Mantelfläche gelten muß

$$\frac{d\vartheta}{dz} = 0 \quad \text{für } z = 1. \quad (6)$$

Unter Berücksichtigung von Gl. (4) und Gl. (6) ergibt sich die Lösung der Differentialgleichung (2)

$$\frac{d\vartheta}{dz} = \frac{\Theta}{2 \pi \cdot L \cdot \ln (R_i/R_a)} \cdot \frac{\ln z}{z}, \quad (7a)$$

$$\text{zu} \quad \vartheta = \frac{\Theta}{4 \pi \cdot L \cdot \ln (R_i/R_a)} \cdot [(\ln z)^2 + b] \quad (7b)$$

mit einer Konstanten b .

Man überzeugt sich unmittelbar, daß sowohl die Differentialgleichung (2) als auch die Randbedingung (6) erfüllt ist. Desgleichen kann man durch Einsetzen in Gl. (3) die Erfüllung des Satzes von Gauß nachweisen.

Das vom Temperaturfeld induzierte mechanische Spannungsfeld

Zunächst bestehen die Feldgleichungen, die den Zusammenhang zwischen der Temperatur, dem Dehnungstensor und dem Spannungstensor vermitteln. Da sich in

axialer Richtung, sofern der Kondensator nicht eingespannt ist, keine mechanischen Spannungen ausbilden können, also

$$\sigma_{zz} = 0, \quad (8)$$

genügt der zu beschreibende ebene Spannungszustand der beiden Feldgleichungen

$$\frac{1}{Y} (1 - m^2) \sigma_{rr} = e_{rr} + m e_{\varphi\varphi} - \alpha \vartheta (1 + m), \quad (9a)$$

$$\frac{1}{Y} (1 - m^2) \sigma_{\varphi\varphi} = e_{\varphi\varphi} + m e_{rr} - \alpha \vartheta (1 + m). \quad (9b)$$

Dabei gilt

$$e_{rr} \equiv \frac{du}{dr}, \quad e_{\varphi\varphi} \equiv \frac{u}{r}, \quad (10)$$

wobei u die radiale Verschiebung bedeutet.

Es ist sinnvoll von der Schwerkraft abzusehen und das Dielektrikum als frei von Volumenkräften zu idealisieren. Dies liefert die Bedingung

$$(\text{div } \sigma)_r \equiv \sigma_{rr} + \frac{1}{r} (\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}) = 0. \quad (11)$$

Hieraus folgt mit Hilfe von Gl. (9) und Gl. (10) die Differentialgleichung:

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{du}{dr} - \frac{u}{r^2} = \alpha(1 + m) \frac{d\vartheta}{dr}. \quad (12)$$

Daneben sind die Randbedingungen zu erfüllen

$$\sigma_{rr} = 0 \quad \text{für } r = R_i \quad \text{und} \quad r = R_a, \quad (13)$$

oder ausführlich

$$\frac{du}{dr} + m \frac{u}{r} = \alpha(1 + m) \vartheta \quad \text{für } r = R_i \quad \text{und} \quad r = R_a. \quad (13a)$$

Es sei kurz der Weg angedeutet, auf dem man die Differentialgleichung (12) mit den Randbedingungen (13a) lösen kann. Zunächst führt man die reduzierte Koordinate z nach Gl. (5) ein. Der Parameter z nimmt an der wärmeisolierten Fläche, wie schon angeführt, den Wert $z = 1$ an. An der gekühlten Mantelfläche dagegen gilt $z = z_k$ mit

$$z_k = R_i \cdot R_a / R^2. \quad (14)$$

Substituiert man in Gl. (12) den Parameter z und berücksichtigt außerdem den in Gl. (7) gewonnenen Ausdruck für $d\vartheta/dz$, indem man ihn in die rechte Seite von Gl. (12) einsetzt, so erhält man

$$\frac{d^2 u}{dz^2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{du}{dz} - \frac{u}{z^2} = 4 M \frac{1}{z} \ln z \quad (15)$$

mit der Konstanten

$$M = \frac{\alpha(1 + m) \Theta R}{8 \pi \cdot L \cdot \ln (R_i/R_a)}. \quad (16)$$

Die allgemeine Lösung der Differentialgleichung (15) ist

$$u = A z + B \frac{1}{z} + M[z(\ln z)^2 - z \cdot \ln z]. \quad (17)$$

Die Randbedingungen (13) ergeben

*) Dipl.-Phys. K. W. Rudy ist Mitarbeiter im Hochfrequenzlaboratorium der Rosenthal-Isolatoren GmbH Werk III in Selb.

$$A(1+m) - M - B(1-m) = 2Mb,$$

$$B = \frac{z_k^2}{z_k^2 - 1} M [(\ln z_k)^2 - \ln z_k].$$

Aus dem Verschiebungsfeld [Gl. (17)] mit den Nebenbedingungen (18) erhält man durch Einsetzen in die Feldgleichungen (9) schließlich das mechanische Spannungsfeld

$$\sigma_{rr} = \sigma_0 \left[\frac{z_k^2}{z^2} \cdot \frac{z^2 - 1}{z_k^2 - 1} [(\ln z_k)^2 - \ln z_k] - (\ln z)^2 + \ln z \right], \quad (19a)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = \sigma_0 \left[1 + \frac{z_k^2}{z^2} \cdot \frac{z^2 + 1}{z_k^2 - 1} [(\ln z_k)^2 - \ln z_k] - (\ln z)^2 - \ln z \right] \quad (19b)$$

mit der Abkürzung

$$\sigma_0 = \frac{Y \alpha \Theta}{8 \pi \cdot L \cdot \ln(R_i/R_a)}. \quad (19c)$$

Besonders große Werte nimmt die Spannung $\sigma_{\varphi\varphi}$ auf den beiden Mantelflächen an. Diese Spannungen seien deshalb im folgenden berechnet.

Die azimutale Spannung an der inneren und äußeren Mantelfläche

Setzt man

$$z_k = \frac{1 + \eta/2}{1 - \eta/2}, \quad (20)$$

so ist

$$\eta = \pm \frac{2(R_a - R_i)}{R_a + R_i} = \pm \frac{w}{r_0}, \quad (21)$$

wobei das positive Vorzeichen für Außenkühlung, das negative für Innenkühlung gilt.

Die Spannung an der gekühlten Fläche ergibt sich durch Einsetzen von $z = z_k$ in Gl. (19b)

$$\sigma_{\varphi\varphi}(z=z_k) = \sigma_0 \left[1 + \frac{2}{z_k^2 - 1} - \ln z_k (\ln z_k - z_k^2) \right]. \quad (22)$$

Die Spannung an der wärmeisolierten Mantelfläche ergibt sich ähnlich zu

$$\sigma_{\varphi\varphi}(z=1) = \sigma_0 \left[1 + \frac{2z_k^2}{z_k^2 - 1} [(\ln z_k)^2 - \ln z_k] \right]. \quad (23)$$

Um die Berechnungen praktisch brauchbar zu machen, muß man angeben, welcher Temperaturfluß Θ tatsächlich auftritt, wenn der Kondensator mit einer Hochfrequenzspannung belastet wird. Ist λ die Wärmeleitfähigkeit des Dielektrikums, so stellt $\lambda \Theta$ zunächst den gesamten Wärmefluß dar, der durch die gekühlte Mantelfläche abgeführt wird. Im stationären Zustand, der nach Voraussetzung berechnet werden soll, ist dieser Wärmefluß gleich der elektrischen Wirkleistung

$$\Theta \lambda = U^2 \omega \cdot C \cdot \tan \delta = U^2 \omega \cdot \frac{2 \pi \varepsilon_r \varepsilon_0 \cdot L}{\ln(R_a/R_i)} \cdot \tan \delta.$$

Einsetzen in Gl. (19c) ergibt

$$\sigma_0 = - \frac{Y \alpha U^2 \omega \varepsilon_r \varepsilon_0 \tan \delta}{4 \lambda [\ln(R_a/R_i)]^2}. \quad (25)$$

Unabhängig davon, ob Innen- oder Außenkühlung besteht, gilt:

$$[\ln(R_a/R_i)]^2 = [\ln z_k]^2. \quad (26)$$

Außerdem sei die charakteristische mechanische Spannung σ_1 eingeführt

$$\sigma_1 = Y \alpha U^2 \omega \varepsilon_r \varepsilon_0 \lambda^{-1} \tan \delta. \quad (27)$$

Damit schreibt sich

$$\sigma_0 = - \sigma_1 / 4 (\ln z_k)^2. \quad (28)$$

Einsetzen von Gl. (28) in die Ausdrücke (22) und (23) und Entwickeln nach Potenzen von η ergibt:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\varphi\varphi}(z=z_k) &= \frac{1}{3} \sigma_1 \left[1 - \frac{1}{4} \eta - \frac{13}{960} \eta^2 - \frac{7}{960} \eta^3 - \dots \right] \\ \sigma_{\varphi\varphi}(z=1) &= -\frac{1}{6} \sigma_1 \left[1 + \frac{1}{2} \eta + \frac{13}{480} \eta^2 + \frac{7}{480} \eta^3 + \dots \right] \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Man erkennt folgendes: Am abgekühlten Mantel treten Zugspannungen auf, die in nullter Näherung doppelt so groß sind wie die Druckspannungen an der wärmeisolierten Mantelfläche. Beim außengekühlten Kondensator sind die auftretenden Zugspannungen niedriger als beim innen-gekühlten, und zwar beträgt der relative Unterschied

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} = \frac{1}{2} \eta = \frac{1}{2} \frac{w}{r_0}. \quad (30)$$

Die durch die beschränkte mechanische Festigkeit bedingte elektrische Belastbarkeitsgrenze

Im Sinne der mechanischen Festigkeit ausschlaggebend ist die an der gekühlten Mantelfläche des Leistungskondensators auftretende maximale Zugspannung $\sigma_{\varphi\varphi}(z=z_k)$. Zulässig sind nur solche Zugspannungen, die unterhalb einer gewissen kritischen Zugspannung σ_k liegen. Wegen der guten Meßbarkeit der Zugfestigkeit sei hier die kritische Zugspannung mit der Zugfestigkeit identifiziert. Allerdings sei darauf hingewiesen, daß es in der Praxis vielleicht zweckmäßiger ist, den Begriff „kritische Zugspannung“ gleich auf die nötige Sicherheit hin auszulegen.

Zulässig sollen jedenfalls solche und nur solche Belastungen des Kondensators heißen, für die gilt:

$$\sigma_{\varphi\varphi}(z=z_k) \leq \sigma_k. \quad (31)$$

Mit einer Grenzkonstanten

$$G = \lambda \sigma_k / (\alpha Y \varepsilon_r \varepsilon_0 \tan \delta) \quad (32)$$

erhält man die Bedingung

$$U^2 \omega \leq 3 G \left(1 \pm \frac{1}{4} \frac{w}{r_0} \pm \dots \right), \quad (33)$$

wobei die positiven Vorzeichen für Außenkühlung, die negativen für Innenkühlung gelten.

Ergänzend seien noch die entsprechenden Bedingungen beim ebenen Plattenkondensator hinzugefügt, nämlich

$$U^2 \omega \leq 3 G \quad (34a)$$

für einseitige Kühlung und

$$U^2 \omega \leq 12 G \quad (34b)$$

für zweiseitige Kühlung.

Man vermutet, daß bei zweiseitiger Kühlung des zylindrischen Kondensators ebenfalls näherungsweise die Bedingung (34b) gültig wird. Die zweiseitige Kühlung ist allerdings praktisch nur durch ein nichtleitendes Kühlmittel (Luft, Öl) zu realisieren.

Zur Orientierung hinsichtlich Größenordnung und Dimension seien abschließend die Kenngrößen einer Hochfrequenzkeramik des Typs Ker 310 nach DIN 40685 angeführt, wie sie für Leistungskondensatoren verwendet wird, nämlich

$$\alpha = 7 \cdot 10^{-6} / \text{grad},$$

$$\lambda = 3 \text{ kcal}/(\text{h m grad}) \approx 8,5 \text{ W}/(\text{m grad}),$$

$$Y = 2,5 \cdot 10^6 \text{ kp/cm}^2 \approx 2,5 \cdot 10^{11} \text{ N m}^2,$$

$$\sigma_k = 900 \text{ kp/cm}^2 \approx 9 \cdot 10^7 \text{ N m}^2,$$

$$\varepsilon_r = 90,$$

$$\tan \delta = 5 \cdot 10^{-4}.$$

Außerdem benötigt man noch die Influenzkonstante

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ C/V m.}$$

Dann ergibt sich aus Gl. (32)

$$G = 4,5 \cdot 10^{11} \text{ V}^2/\text{s.}$$

Beispiel

Ein zylindrischer Leistungskondensator (mit Innen- oder Außenkühlung) aus einer Keramik Ker310 mit den angegebenen Kenngrößen, der mit einer Hochfrequenzspannung von 3 MHz belastet werden soll, würde bei etwa 8,5 kV Effektivspannung mechanisch zerstört, er würde platzen.

Die hier angegebene Belastungsgrenze ist für Leistungskondensatoren aus Keramik mit hoher relativer Dielektrizitätskonstante tatsächlich von praktischer Bedeutung.

Die im Dielektrikum auftretenden maximalen Temperaturdifferenzen

Die in den vorausgehenden Ausführungen gegebene Theorie der Wärmespannungen im zylindrischen Leistungskondensator bleibt nur so lange gültig, als die benötigten Werkstoffkonstanten des Dielektrikums auch tatsächlich noch als Konstanten angesehen werden dürfen. Nun ist in den meisten Fällen besonders der dielektrische Verlustwinkel stark temperaturabhängig. Selbst wenn man die Werkstoffkonstanten auf die mittlere Temperatur des Dielektrikums beziehen will, so bleibt immer noch die Frage offen, ob die auftretende Temperaturdifferenz zwischen gekühlter und nichtgekühlter Mantelfläche noch eine Behandlung des Problems mit Werkstoffkonstanten zuläßt. Diese kritische Frage läßt sich nicht allgemein beantworten, sondern muß von Fall zu Fall entschieden werden.

Nach Gl. (7b) kann die Temperaturdifferenz zwischen nichtgekühlter und gekühlter Mantelfläche berechnet werden. Berücksichtigt man den Ausdruck (24) für Θ und führt außerdem die Grenzkonstante G ein, so ergibt sich

$$\Delta \vartheta = \frac{\sigma_k}{\alpha Y} \cdot \frac{U^2 \omega}{2 G} \quad (35)$$

In Gl. (35) bedeutet Δ eine Differenz, nicht etwa den Laplace-Operator. Nach Gl. (33) gilt für zulässige Beanspruchungen des Leistungskondensators in nullter Näherung

$$U^2 \omega \leq 3 G. \quad (36)$$

Setzt man dies in Gl. (38) ein, so erhält man eine ungefähre obere Grenze für die auftretenden Temperaturdifferenzen bei zulässiger Belastung

$$\Delta \vartheta \leq \frac{3}{2} \cdot \frac{\sigma_k}{\alpha Y}. \quad (37)$$

Für die im vorigen Abschnitt angegebenen Kenngrößen zu Ker310 erhält man

$$\Delta \vartheta \leq 85 \text{ grad.} \quad (38)$$

Das betreffende Temperaturintervall möge sich von 40 °C (an der Kühlfläche) bis zu 125 °C (am nichtgekühlten Mantel) erstrecken. Hierfür gelten die Richtwerte [1]

$$\tan \delta_{40^\circ} = 4,4 \cdot 10^{-3} \quad \text{und}$$

$$\tan \delta_{125^\circ} = 7,2 \cdot 10^{-3}.$$

An der Grenze der zulässigen Belastbarkeit ergibt sich also im vorliegenden Beispiel nach der angegebenen Theorie bestimmt kein völlig befriedigendes Bild mehr. Will man trotzdem die in dieser Arbeit entwickelte Theorie anwenden, so wird man der Temperaturabhängigkeit der Konstanten zum Teil dadurch Rechnung tragen, daß man eine mittlere Temperatur von etwa 80 °C zugrunde legt.

Diese Maßnahme kann aber den eintretenden Umständen nicht voll gerecht werden. Im Hinblick auf ihre dielektrischen Verluste sind die Schichten verschiedener Temperatur als Heißeileiterwiderstände in Parallelschaltung aufzufassen. Unter diesem Gesichtspunkt erscheint es verständlich, daß bei elektrischer Belastung des Kondensators die Inhomogenität des Temperaturfeldes, wie sie sich auf Grund von Werkstoffkonstanten ergeben würde, noch weiter verstärkt wird. Entsprechend ist auch das mechanische Spannungsfeld noch stärker ausgeprägt. In der Praxis, wo man wegen der Sicherheitsfaktoren eine weit geringere kritische Zugspannung festlegen muß, kann man fast immer mit temperaturunabhängigen Werkstoffkonstanten rechnen.

Zusammenstellung der benutzten Formelzeichen

r	Radiuskoordinate
R_a, R_i	Außenradius und Innenradius des Zylindermantels
$r_0 = (R_i + R_a)/2$	mittlerer Radius
$w = (R_a - R_i)$	Wanddicke
L	Länge des Zylinders
$R = \begin{cases} R_i \\ R_a \end{cases}$	bei Außenkühlung bei Innenkühlung
$z = r/R$	reduzierte Radiuskoordinate
$z_k = R_i \cdot R_k / R^2$	Wert von z an der Kühlfläche
$\eta = w/r_0$	
$d\tau$	Volumelement des Dielektrikums
dS	Flächenelement der inneren oder äußeren Mantelfläche
ϑ	Temperatur
Θ	Temperaturfluß $\Theta > 0$
λ	Wärmeleitfähigkeit
$\Theta \lambda$	Wärmefluß
α	lineare Wärmedehnungszahl
σ_k	kritische Zugspannung, im allgemeinen Zugfestigkeit
σ_r, σ_φ	radiale und azimutale Zugspannungskomponenten
σ_0, σ_1	Konstanten von der Dimension einer mechanischen Spannung
e_r, e_φ	radiale und azimutale Verzerrungskomponenten
u	radiale Verschiebung
Y	Youngscher Elastizitätsmodul
m	Poissonzahl
E	elektrische Feldstärke (Effektivwert)
U	elektrische Spannung (Effektivwert)
ω	Kreisfrequenz
$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$	absolute Dielektrizitätskonstante
$\tan \delta$	dielektrischer Verlustfaktor
G	Grenzkonstante.

Zusammenfassung

Unter Voraussetzung von Zylindersymmetrie werden die stationären Temperaturfelder und hieraus die mechanischen Spannungsfelder von Leistungskondensatoren berechnet. Die Rechnung erstreckt sich auf die beiden praktisch bedeutsamsten Fälle der Außenkühlung und der Innenkühlung. Durch eine geeignete Symbolik lassen sich beide Fälle gemeinsam durchrechnen. Ausgehend vom mechanischen Spannungsfeld werden durch Berücksichtigung der mechanischen Zugfestigkeit des Dielektrikums elektrische Belastungsgrenzen ermittelt.

Schrifttum

- [1] Goetze, H. Ch.: Belastungsgrenzen keramischer Leistungskondensatoren bei freier und erzwungener Kühlung. Mitteilungen der Rosenthal-Isolatoren GmbH, Selb 1960, H. 28, S. 13-32.
- [2] Keramische Isolierstoffe für die Elektrotechnik, Gruppeneinteilung, technische Werte. Normblatt DIN 40 685, Ausgabe 1.57.
- [3] Madelung, E.: Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1950.

Die Schutzart Eigensicherheit

Von Hans Siems, Karlsruhe*)

DK 621.316.9 : 622.333

In den Jahren 1952/1953 wurden in Westdeutschland erstmalig in größerem Umfang Geräte und Anlagen für den Betrieb unter Tage entwickelt, die der Schlagwetterschutzart Eigensicherheit entsprechen. In der vorliegenden Arbeit¹⁾ soll versucht werden, aus den wenigen bisher bekannt gewordenen Versuchsergebnissen und aus eigenen Untersuchungen auf den möglichen Grad ihrer Sicherheit Schlüsse zu ziehen.

Begriffserklärungen

Für die ersten deutschen Arbeiten im Zusammenhang mit der Eigensicherheit waren sicherlich die British Standards [11] maßgebend. In diesen heißt es: „Der Begriff ‚eigensicher‘ (intrinsically safe könnte auch durch ‚wirklich sicher‘ übersetzt werden), auf einen Stromkreis angewendet, bedeutet, daß jeder Funke, der in diesem bei fehlerfreiem Betrieb entstehen kann, bei Verwendung der vorgesehenen Zubehörteile nicht in der Lage ist, eine Explosion des gegebenenfalls vorhandenen entzündbaren Gases oder Dampfes zu verursachen.“

Aus Gründen, die im folgenden noch aufgezeigt werden sollen, ist die Fußnote, die zu dieser Begriffserklärung gehört, besonders aufschlußreich. Sie besagt: „Der Ausdruck ‚bei fehlerfreiem Betrieb‘ soll eine Funkenbildung umfassen, die hervorgerufen wird durch Unterbrechung des Stromes oder durch einen Kurzschluß zwischen den Leitern innerhalb des Stromkreises, der als eigensicher anzusehen ist. Er soll aber besondere Versuchsbedingungen ausschließen, die z. B. darin bestehen, daß Nadeln als funkenbildende Elektroden benutzt werden.“ Hier wird also ein klarer Unterschied zwischen „betriebsmäßig“ und „versuchsmäßig“ gemacht.

In der „Bergverordnung des Oberbergamts in Dortmund vom 30. 4. 1957 für elektrische Anlagen“ wird der Begriff Eigensicherheit wie folgt festgelegt: „Eigensicher ist eine Anlage, in deren Stromkreis eine so geringe Energie fließt, daß weder eine Berührungs- und Brandgefahr noch die Gefahr der Zündung von explosionsfähigen Gemischen bei Stromschluß oder Stromunterbrechung oder durch unzulässige Wärmeerscheinungen besteht.“ Soweit die Begriffserklärung, wie sie für den schlagwettergefährdeten Bereich (VDE 0170/9.57) gilt. Eine Definition für den explosionsgefährdeten Bereich, für den die Vorschriften VDE 0171/9.57 gelten, ist bisher nicht herausgegeben worden.

In die Begriffserklärung des Oberbergamts sind „Berührungsgefahr“ und „unzulässige Wärmeerscheinungen“ einbezogen, so daß der hier umrissene Bereich der Eigensicherheit erheblich über die englische Begriffserklärung hinausgeht. In Anlehnung an diese Forderungen heißt es im Text von Typenbescheinigungen für derartige Geräte allgemein: „Die Prüfung des Stromkreises auf elektrische Eigensicherheit erfolgte unter der Wirkung der elektrischen Nenngrößen und unter Benutzung einer für das Zustandekommen von zündfähigen elektrischen Funken besonders geeigneten Kontaktvorrichtung in explosionsfähigen Gemischen aus Wasserstoff und Luft. Hierbei ist es in zahlreichen Einzelversuchen weder durch die beim Öffnen und Schließen des Stromkreises noch durch die bei direktem Kurzschluß entstehenden Funken zu einer Zündung gekommen. Danach kann der Stromkreis hinsichtlich der Gefahr der Zündung von Schlagwettern als elektrisch genügend eigensicher angesehen werden. Es kann ferner gesagt werden, daß bei den in dem genannten Stromkreis wirkenden elektrischen Nenngrößen auch keine Gefahr für Leben und Gesundheit besteht, wenn nichtisolierte Teile dieses Stromkreises berührt werden.“

Die Frage liegt nahe, ob die Verknüpfung der Eigensicherheit mit der Sicherheit für Leben und Gesundheit bei Berührung notwendig ist, da kein unmittelbarer Zusammenhang zwischen beiden Eigenschaften besteht. Nach den VDE-Vorschriften und auch in den entsprechenden Bestimmungen des Oberbergamts gelten 42 V als Kleinspannung und ausreichende Schutzmaßnahme gegen gefährliche Fehler Spannungen. Für die Eigensicherheit ist aber die Spannung von 42 V in keiner Weise ein Grenzwert. Die anfangs viel erörterte Möglichkeit, nicht isolierte Leitungen in eigensicheren Stromkreisen zu verwenden, hat sich ohnehin als rein theoretisch erwiesen. In amerikanischen Arbeiten [1] und auch von S. Koeppen [2] wurden sogar Loslaß-Ströme und -Spannungen von 9 bis 15 mA und 10 bis 21 V bei 50 und 60 Hz angegeben; hierdurch könnten zumindest mittelbare Gefahren entstehen.

In neuerer Zeit hat sich die Auffassung über die Bauart der in eigensicheren Anlagen zu verwendenden Betriebsmittel gewandelt. So ist z. B. in [5] gesagt: „In den eigensicheren Stromkreisen bedarf es, soweit es sich nicht um die Netzanschlußgeräte handelt, keiner schlagwettergeschützten Betriebsmittel. Hierfür, und zwar insbesondere für Schalter und Steckvorrichtungen, können solche gewöhnlicher Bauart Verwendung finden, die jedoch zur Vermeidung von Verwechslungen besonders gekennzeichnet sein müssen.“ In der Auslegung der Bergverordnung für elektrische Anlagen vom 30. April 1957 sieht es nun so aus, als ob grundsätzlich keine Betriebsmittel anderer Schlagwetterschutz-Bauarten in Stromkreisen verwendet werden dürfen, die als eigensicher anerkannt werden sollen. Es scheint dies aus Gründen einer klaren Trennung durchaus notwendig, wenn auch festgestellt werden muß, daß dadurch die Anwendung eigensicherer Anlagen wesentlich eingengt wird.

Physikalische und chemische Zusammenhänge

Bei akuter Explosions- oder Schlagwettergefahr muß ein explosionsfähiges Gemisch aus brennbaren Gasen oder Dämpfen und Luft vorhanden sein. Die Grenzen, in denen solche Mischungsverhältnisse explosionsfähig sind, variieren bei den einzelnen Gasarten stark. Leider unterscheiden sich aber auch die Angaben, die an verschiedenen Stellen im Schrifttum darüber gemacht werden. Die aus Tafel 1 ersichtlichen Unterschiede lassen die Schwierigkeiten erkennen, die sich für genaue Bestimmungen der Zündgefährlichkeit ergeben. In Tafel 1 bezieht sich die untere Zündgrenze auf den jeweils kleinsten Wert von 100 %, die obere Zündgrenze auf den jeweils größten Wert zu 100 % Gasgehalt. Für die Praxis hat diese Betrachtung nur geringen Wert. Die Grenzen des Mischungsverhältnisses, innerhalb derer keine merkliche Änderung der Zündgefährlichkeit auftritt, sind bei dieser Beurteilung viel wesentlicher. Sie werden z. B. mit 14 bis 34 % Wasserstoff bei Wasserstoff—Luft-Gemisch, mit 8 bis 9 % Methan bei Methan—Luft-Gemisch und mit 14 bis 20 % Stadtgas bei Stadtgas—Luft-Gemisch angegeben [3] und liegen damit in jedem Fall innerhalb der unterschiedlichen Werte der Tafel 1. In zahlreichen eigenen Versuchen wurden die für Wasserstoff—Luft angegebenen Werte bestätigt.

Die wichtigen Einflußgrößen in bezug auf die Zündwilligkeit eines Gas—Luft-Gemisches sind nachstehend erläutert [4].

*) H. Siems hat den Aufsatz während seiner Zugehörigkeit zur Standard Elektrik Lorenz AG als Leiter der Entwicklungsabteilung des Mix & Genest Werkes Essen verfaßt.

1) Mitteilung der Standard Elektrik Lorenz AG, Mix & Genest Werk Essen.

Zustand des Gemisches (Temperatur, Druck und relative Feuchte)

Erhöhung der Temperatur erweitert die Explosionsgrenzen. Die untere Zündgrenze wird dadurch herabgesetzt, die obere heraufgesetzt. Temperaturschwankungen von ± 20 grd, wie sie im Extremfall in der Grube vorkommen, haben jedoch kaum meßbare Wirkungen. Der Druck wirkt je nach Gemisch verschieden. Die Druckschwankungen unter Tage haben nur einen vernachlässigbaren Einfluß, jedoch sollten die Druckunterschiede zwischen über Tage und unter Tage berücksichtigt werden. Die relative Feuchte muß ebenfalls beachtet werden, da bei der explosiven Verbrennung der meisten Gas—Luft-Gemische die Anwesenheit geringer Mengen Wasserdampf eine höhere Zündwilligkeit ergibt.

Beschaffung des Explosionsraumes

Die Raumgröße hat einen Einfluß in dem Sinne, daß kleiner Raum eine Einengung der Explosionsgrenze von unten und oben bedeutet. Die Wandbeschaffenheit ist wohl auch in bezug auf eine mögliche katalytische Wirkung zu beachten.

Arten der Zündquellen und Dauer ihrer Einwirkung

Im allgemeinen ist ein glühender Draht eine schwache, ein elektrischer Funke eine starke Zündquelle. Es soll jedoch noch gezeigt werden, daß das keinesfalls ohne Ausnahmen gilt. Die Dauer der Einwirkung ist insofern von Einfluß, als bei jedem Gas—Luft-Gemisch ein bestimmtes Mindestvolumen auf die Zündtemperatur gebracht werden muß, damit eine selbständig fortschreitende Verbrennung einsetzt.

Anzahl der durchgeführten Untersuchungen

Die Zahl der Versuche ist von entscheidender Bedeutung für die Beurteilung von Versuchsergebnissen. Da es sich in jedem Fall nur um empirisch ermittelte statistische Angaben handelt, ist im allgemeinen die Durchführung einer großen Zahl von Versuchen notwendig, damit man zu reproduzierbaren Werten gelangt.

Drekopf [4] gibt dazu ein sehr interessantes Beispiel: Bei Zündversuchen mit Methan—Luft-Gemisch werden bei 5,3 % Methan in zehn Versuchen acht Zündungen erzielt, bei 5,2 % Methan in 10 Versuchen noch zwei Zündungen und bei 5,1 % Methan in 10 Versuchen keine Zündung mehr. Bei dem gleichen Prozentsatz Methangehalt (5,1 %) wurden in 100 Versuchen noch fünf Zündungen erzielt. Mit 5,0 % Methan wurde in 100 Versuchen keine Zündung mehr erreicht. Die Frage, ob mit 5,0 % Methan in 1000 Versuchen noch eine Zündung erreicht wird, bleibt unbeantwortet.

Für die Durchführung von Versuchen mit in der Praxis vorhandenen Stromkreisen muß man sich für ein bestimmtes Gas—Luft-Gemisch entscheiden. Der zunächst naheliegende Gedanke, das jeweils am Einbauort des Gerätes vorkommende Gas—Luft-Gemisch zu benutzen, hat einige Nachteile. Die unbedingt notwendigen größeren Zugeständnisse an die Sicherheit lassen sich durch Verändern der elektrischen Werte nur schlecht nachbilden. Es ist daher

besser, ein Gas—Luft-Gemisch mit größerer Zündwilligkeit für die Versuche zu verwenden. Solange man es, wie z. B. beim Schlagwetterschutz, nur mit einem bestimmten Gas (hier Methan—Luft-Gemisch) zu tun hat, geht das ohne Schwierigkeiten.

Von *Müller* [3] werden Werte für die untere Zündenergie bei Methan—Luft-Gemisch, Stadtgas—Luft-Gemisch und Wasserstoff—Luft-Gemisch angegeben, und zwar mit 0,63 mWs, 0,12 mWs bzw. 0,1 mWs bei Induktivitäten, und 4,9 mWs, 0,58 mWs bzw. 0,1 mWs bei vorhandenen Kapazitäten. Diese verhalten sich zueinander wie 6,3 : 1,2 : 1 bzw. 49 : 5,8 : 1. Wenn hier nur die Unterschiede der Zündwilligkeit der Gase eine Rolle spielen würden, müßte die Abstufung dieser Verhältnisse wenigstens annähernd gleich sein. Für eine Abschätzung des bei der Prüfung in Wasserstoff—Luft-Gemisch gegenüber einer solchen in Methan—Luft-Gemisch erreichten Sicherheitsgrades können diese Angaben daher nicht herangezogen werden.

Bei der Wahl des Gas—Luft-Gemisches für Versuche müssen einige weitere Zusammenhänge berücksichtigt werden. Den größten Bereich gleichbleibender Zündwilligkeit hat von den betrachteten Gas—Luft-Gemischen das Wasserstoff—Luft-Gemisch mit 14 bis 34 % Wasserstoff. Es ist deshalb am wenigsten kritisch in bezug auf gleichbleibendes Mischungsverhältnis. Die Wasserstoff-Flamme erlischt außerdem erst bei niedrigem O₂-Gehalt der Luft, nämlich bei 6 % Dioxyd. Bei Kohlen-Wasserstoffen, z. B. Methan, liegt der gleiche Wert bei 16 % O₂. Allerdings darf auch nicht außer acht gelassen werden, daß Wasserstoff eine etwa sechsmal so gute Wärmeleitfähigkeit hat wie Luft. Bei Erwärmungen, insbesondere an stromführenden dünnen Drähten, spielt dieser Unterschied eine Rolle. Auch das Wärmegefälle in der Umgebung eines solchen Drahtes wird dadurch beeinflusst. Daher kann unter Umständen eine erheblich geringere Überschreitung der Zündtemperatur genügen, um ein ausreichendes Gasvolumen auf Zündtemperatur zu bringen, als es beim tatsächlich am Einbauort vorhandenen Gas—Luft-Gemisch der Fall ist.

Wasserstoff läßt sich ohne Schwierigkeiten im chemischen reinen Zustand beschaffen. Bei den im Stadtgas vorhandenen Verunreinigungen ist entsprechende Vorsicht geboten. Sie können sehr wohl durch Vergiftung von an sich vorhandenen Katalysatoren eine niedrigere Zündgefahr vortäuschen als das tatsächlich der Fall ist. Wie überhaupt die Anwesenheit bestimmter Metalle, z. B. Platin und Palladium (zwei häufig vorkommende Bestandteile elektrischer Kontakte), und ihre katalytische Wirkung auf den Reaktionsablauf in Gas—Luft-Gemischen ein nicht zu vernachlässigender Faktor ist.

Müller [3] gibt an, daß der Einfluß des Werkstoffes der Elektroden, an denen der Funke entsteht, größer ist als ihre Formgebung. Zink und Cadmium ergaben sehr zündfähige, Eisen und Kupfer weniger zündfähige Funken. Schließt man einmal die Möglichkeit aus, daß hier katalytische Vorgänge eine Rolle spielen, so verbleibt nur die eigentliche Wirkung der Metalle in flüssigem oder dampfförmigem Zustand. Nach der Deutung von *Maskow* und *Bartknecht* [9], wonach die bei der Oxydation freiwerdende Wärme eine Überhöhung der Temperatur der geschmolzenen Teilchen ergibt, wird dieses Verhalten verständlich. Die Schmelztemperatur von Zink (419 °C) und von Cadmium (321 °C)

Tafel 1. Untere und obere Zündgrenzen in Gas—Luft-Gemischen mit Angabe des im Gemisch enthaltenen Gases.

Gasart	untere	obere	untere	obere	untere	obere	untere	obere	prozentuale Abweichungen der	
	Zündgrenze		Zündgrenze		Zündgrenze		Zündgrenze		unteren	oberen
	nach <i>Drekopi</i>		nach <i>Lindejer</i>		nach <i>Berl</i>		nach <i>Eitner</i>		Zündgrenze	
	% Gas	% Gas	% Gas	% Gas	% Gas	% Gas	% Gas	% Gas	% Gas	% Gas
Methan CH ₄	5,0	14,0	5,0	15,0	6,6	—	—	—	32 %	6,7 %
Kohlenoxyd CO	13,0	72,0	—	—	12,5	—	16,0	75,0	23 %	4 %
Wasserstoff H ₂	4,0	72,0	4,0	75,0	7,0	—	9,2	66,3	130 %	11 %

genügen allein keinesfalls, um die Entzündungstemperatur von Methan—Luft-Gemisch, die bei 750 °C, und von Stadtgas—Luft- oder Wasserstoff—Luft-Gemisch, die bei 640 °C liegt, zu erreichen. Andererseits läßt sich die Zündwirkung auch nicht allein aus der Wärmeenergie der elektrischen Entladung erklären; es müßten dann alle Metalle gleiches Verhalten zeigen.

Bei den zur Klärung dieser Verhältnisse durchgeführten Versuchen wurde diejenige Kapazität eines Kondensators gesucht, die spontan, d. h. bei erstmaliger Entladung eine Zündung ergab. Mit gleicher Kapazität wurde dann der nächste Elektrodenwerkstoff untersucht und ein „deutlicher Abstand“ erst dann festgestellt, wenn in jeweils zehn Versuchen keine Zündung zustande kam. Die dabei in bezug auf die Zündgefährlichkeit von Funken ermittelte Reihenfolge der Elektrodenwerkstoffe ist folgende: Zinn, Zink, Beryllium, Chrom, Aluminium, Nickel, Eisen, Kupfer und Silber. Setzt man als Vergleichszahl für Zinn die Zahl 100, so vermindert sich diese entsprechend bis zur Vergleichszahl 1 für Silber. Es sei hier erwähnt, daß bei vergleichenden Untersuchungen über Elektrodenform und Elektrodenwerkstoff Unterschiede besonders deutlich werden bei der Energie, die gerade noch sofortige Zündung ergibt. Als Elektrodenform wurden für die Versuche Blechstreifen des jeweiligen Werkstoffs in 0,5 mm Dicke so zugeschnitten, daß sie auf 20 mm Länge von 2 mm Breite aus spitz zuliefen.

Elektrotechnische Zusammenhänge

Die englische Formulierung spricht ausdrücklich von Funkenbildung als Ursache für mögliche Explosionen. Auch der Bescheinigungstext der Berggewerkschaftlichen Versuchsstrecke Dortmund—Derne bestätigt, daß eine für das Zustandekommen von zündfähigen Funken besonders geeignete Kontaktvorrichtung verwendet wurde. Der Text der Oberbergamts-Verfügung spricht dagegen von der Gefahr der Zündung ganz allgemein, ohne deren Ursache einzuschränken. In den meisten Veröffentlichungen wird der Funken und seine Zündwirkung ausgiebig betrachtet. Über die keinesfalls vernachlässigbaren Wärmeerscheinungen an Spitzen, dünnen Drähten oder Spänen findet sich dagegen recht wenig.

Über die Tatsache, daß in einem Stromkreis die Induktivität und auch die Kapazität wesentlichen Einfluß auf die Entstehung und die Art von Funken²⁾ haben, besteht kein Zweifel. Diese Zusammenhänge sind ja besonders in der Fernmeldetechnik aus anderen Gründen Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen.

Die Ursache für die Zündfähigkeit eines Funkens ist wahrscheinlich die umgesetzte elektrische Energie. Unbefriedigend sind dagegen die Angaben, die bisher über die Größe dieser Energie gemacht werden [3, 6 bis 8]. So findet man im Schrifttum für die Energie einer in Methan—Luft-Gemisch zündfähigen Kondensatorentladung Angaben, die zwischen weniger als 1 mWs und 32,5 mWs liegen. Gleiche Kapazität vorausgesetzt, schwankt also die zulässige Spannung um etwa 1 : 6, oder, sofern es sich um eine Kabelkapazität handelt, schwankt die zulässige Kabellänge um etwa 1 : 36.

Vergleicht man die Angaben über die zündfähige Mindestenergie aus Induktivitäten mit denen aus Kapazitäten, so findet man in den meisten Fällen bei Stromkreisen mit Induktivität die niedrigeren Werte. Rechnet man mit Induktivitäten von 5 H, wie sie bei Flachrelais üblich sind, und mit Strömen von 50 mA im Mittel, so ergibt sich aus einer Gegenüberstellung mit üblichen Kapazitäten von 5 µF und Betriebsspannungen von 20 V, daß man bei den im Betrieb vorhandenen Stromkreisen mit Energiewerten der Induktivitäten rechnen muß, die um etwa eine Zehnerpotenz größer sind als bei Stromkreisen mit Kapazitäten.

²⁾ Hier und im folgenden sind in Übereinstimmung mit der Gefährlichkeit bisheriger Veröffentlichungen bei dem Ausdruck „Funken“ alle Erscheinungen gemeint, die zwischen zwei Elektroden beim Öffnen oder Schließen eines Stromkreises auftreten. Zwischen Glimmantladung, Lichtbögen der verschiedenen Art, Schmelzerscheinungen usw. wird hierbei nicht unterschieden.

Bei eigenen Versuchen fiel auf, daß der Einfluß der Elektrodenanordnungen immer dann besonders deutlich wurde, wenn größere Kapazitäten im Stromkreis vorhanden waren. In den Spannungsbereichen, die für eigensichere Stromkreise üblich sind, kann mit Überschlagfunken bei vorhandenen Kapazitäten nicht gerechnet werden. Es handelt sich also immer um Schließungsfunken. Entsteht nun beim Schließen eines Kontaktes in kurzer Zeit eine so große Berührungsfläche, daß der Entladestrom keine nennenswerte Erwärmung hervorrufen kann, so ist einzusehen, daß die Wirkung auf ein zündfähiges Gas—Luft-Gemisch eine ganz andere sein muß, als wenn ausreichend lange eine so kleine Berührungsfläche vorhanden ist, daß eine erhebliche Wärmewirkung entsteht. Das heißt, es wird im ersten Fall nur ein Teil der im Kondensator gespeicherten Energie für eine Zündung wirksam. Wenn aber der Energieinhalt des Funkens tatsächlich das Kriterium für die Zündgefährlichkeit sein soll, so ist nicht einzusehen, warum zwischen der Energie aus einer Induktivität und der aus einer Kapazität Unterschiede bestehen.

In eigenen Versuchen mit Glühlampen (Fernsprech-Kleinlampen und Zwerg-Glühlampen) wurden in Stromkreisen Zündungen erreicht, in denen mit Schließungs- oder Unterbrechungsfunken erst bei größeren Leistungen Zündung zu erzielen war. Die Versuche wurden in Wasserstoff—Luft-Gemisch mit 28 % Wasserstoff durchgeführt. Der Glaskolben wurde von den Glühlampen entfernt und der Lampensockel mit dem unbeschädigten Glühfaden in der Mitte des Explosionsgefäßes, das einen Rauminhalt von 3000 cm³ hatte, aufgehängt. Beim Anlegen der Betriebsspannung wurde mit allen Lampen der Versuchsanordnung sofortige Zündung erreicht. Dabei wurden Lampen mit Nennspannungen bis herunter zu 1,5 V und Nennströmen bis 0,15 A, also 0,225 W untersucht.

Die Frage, ob der Verlauf bei der gewählten Versuchsanordnung mit dem Vorgang bei der Zerstörung des Glaskolbens im explosionsfähigen Gemisch gleichzusetzen ist, ist nicht ganz einfach zu beantworten. Dabei ist zu beachten, daß der Glühfaden in Luft von Normaldruck infolge der besseren Wärmeleitfähigkeit viel stärker abkühlt als bei dem niederen Druck im Glaskolben. Soll gleiche Temperatur wie im Glaskolben erreicht werden, so ist eine höhere Leistung erforderlich. Die gegenüber Luft sechsfach bessere Wärmeleitfähigkeit des Wasserstoffs wirkt sich noch zusätzlich in gleicher Richtung aus. Sorgt man jedoch dafür, daß sofort beim Anlegen der Spannung die Nennleistung der Lampe erreicht wird, so darf die Versuchsanordnung als mindestens gleichwertig mit den Anlagen bei betriebsmäßigen Verhältnissen angesehen werden. Anfangs angestellte Versuche mit langsam erhöhter Spannung am Glühfaden gaben falsche Werte. Der Faden oxydiert nämlich schon bei verhältnismäßig niedrigen Temperaturen. Der verfügbare leitfähige Querschnitt wird kleiner, der Widerstand größer, und damit sinkt die Leistung. Der Faden brennt schließlich durch, ohne die zur Zündung notwendige Temperatur erreicht zu haben.

Im vorliegenden Fall sollte im wesentlichen nur eine Aussage darüber gefunden werden, welche kleinsten Werkstoffmengen, wenn sie zum Glühen gebracht wurden, noch eine Zündung ergeben. Es wurde festgestellt, daß mit der Werkstoffmenge des Glühfadens einer sehr kleinen handelsüblichen Glühlampe (1,5 V; 0,15 A) noch Zündung erreicht wird. Eine große Zahl von Versuchen war hierbei nicht notwendig, weil die Zündungen immer sofort beim ersten Anlegen der Spannung erzielt wurden. Das im ungünstigsten Fall zum Glühen gebrachte Drahtvolumen betrug etwa 10⁻³ mm³. Die tatsächlich ausreichende Menge dürfte noch kleiner sein. Bei weiteren Versuchen, wobei die in einem Kondensator gespeicherte Energie über den Glühfaden einer Lampe entladen wurde, konnte nämlich noch Zündung erreicht werden, obwohl dabei nur ein Teil des Glühfadens aufleuchtete. Die untere Grenze, bei der noch Zündung erreicht wurde, lag bei 15 mWs. Mit weniger als 1/20 dieser

Energie kann bei geeigneter Elektrodenanordnung auch noch Zündung nachgewiesen werden.

Die Berührungsfläche eines gebräuchlichen Fernmeldekontaktes ergibt sich aus

$$A_0 = \alpha \cdot \frac{F}{H_B} = 6 \cdot \frac{0,02 \text{ kp}}{140 \text{ kp/mm}^2} = 9 \cdot 10^{-4} \text{ mm}^2,$$

worin F die Kontaktkraft, H_B die Brinellhärte bedeuten und α ein Beiwert ist, der zwischen 2 bei der Anordnung Kugel—Platte und 10 für die Anordnung Platte—Platte liegt. Im vorliegenden Fall ist $\alpha = 6$ [10].

Die in den englischen Vorschriften „den besonderen Versuchsbedingungen, die ausgedacht werden könnten“, zugeschriebene Spitzenelektrode muß demnach also wohl als Normalfall der Praxis angesehen werden.

Prüfmethode und Prüfgeräte

Nach den Ergebnissen der eigenen Untersuchungen kann weder die Prüfung mit Elektroden zur Erzeugung von Schließungs- und Unterbrechungsfunken noch die Prüfung mit Glühdrähten jede für sich allein hinreichend sichere Aussagen über das Zündverhalten eines eigensicheren Stromkreises ergeben. Die Art und Weise, in der beide Prüfverfahren kombiniert werden müssen, damit sie eine möglichst der Praxis entsprechende und doch genügend sichere Aussage ergeben, muß noch in weiteren Versuchen erarbeitet werden.

Zu beachten ist ferner, daß man zwei Arten von Eigensicherheit unterscheiden kann, eine solche, die ohne zusätzliche Maßnahmen von vornherein vorhanden ist (typischer Vertreter dieser Art ist eine batterie lose Fernsprechverbindung), und eine solche, die erst durch Spannungsbegrenzung, Strombegrenzung, Kompensation von Induktivitäten oder Kapazitäten usw. hergestellt werden muß. Für letztere müssen die Prüfungen selbstverständlich über die Untersuchung der Stromkreise auf mögliche Zündungen hinaus noch erheblich erweitert werden, wobei die Kapselung der Geräte einen unbefugten Eingriff in die Begrenzung verhindern muß.

Die Schutzart Eigensicherheit ist nicht geeignet, andere Schlagwetterschutz-Bauarten zu ersetzen. Bis auf wenige Ausnahmen wird gerade die Eigensicherheit immer nur in Verbindung mit anderen Bauarten des Schlagwetter- und Explosionsschutzes verwirklicht werden können. Geräte, die sich mit einer der „klassischen“ Methoden schützen lassen, sollten nicht mit zusätzlichem Aufwand eigensicher gemacht werden. Es bleiben ohnehin noch genügend Anwendungen, bei denen die Schutzart Eigensicherheit, wenn nicht die einzig mögliche, so aber doch die wirtschaftlich günstigste ist.

Zusammenfassung

In der Arbeit wird versucht, einen Überblick über die bei der Schutzart Eigensicherheit auftretenden Fragen zu geben. Aus bekannt gewordenen Meßergebnissen und aus eigenen Untersuchungen werden auf physikalische, chemische und elektrische Zusammenhänge Schlüsse gezogen. Geeignete Prüfverfahren müssen noch erarbeitet werden. Obwohl eigensichere Anlagen im größeren Ausmaß seit etwa fünf Jahren vorhanden sind, sind die Grenzen ihrer Verwendbarkeit noch nicht klar erkennbar und die tatsächlich erzielten Sicherheiten unbestimmt.

Schrifttum

- [1] Dalziel, C. F., u. Massoglia, F. P.: Let-go currents and voltages. Trans. Amer. Inst. electr. Eng. (II) Bd. 75 (1956) S. 49–56.
- [2] Koeppen, S.: Elektrische Einwirkungen im Bereich niedriger Stromstärken. ETZ-A Bd. 75 (1954) S. 81–83.
- [3] Müller, K.: Eigensichere Stromkreise. ETZ-A Bd. 78 (1957) S. 177–182.
- [4] Dreke, F.: Die Explosionsfähigkeit von Grubebrandgasen. Glückauf Bd. 89 (1953) S. 724–739.
- [5] Epping, G.: Kommentar zum 20. Sammelbuchnachtrag. Glückauf Bd. 91 (1955) S. 1106.
- [6] Dale, R. A.: Electrostatic hazards in coal mining. Ministry of Fuel and Power, Res. Rep. 155. Nr. 118, S. 1–30.
- [7] Wilke, R.: Eigensicherheit. ETZ-A Bd. 75 (1954) S. 128–131.
- [8] Thornton, W. M.: The ignition of gases by condenser discharge sparks. Proc. roy. Soc. A Bd. 91 (1915) S. 17–22.
- [9] Maskow, H., u. Bartknecht, W.: Zündung explosibler Gemische durch bewegliche heiße Metallteilchen. Glückauf Bd. 91 (1955) S. 43–47.
- [10] Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1957.
- [11] British Standards 1259 (1945) „Intrinsically-safe Electrical Apparatus and Circuits“.

Kennlinien einer technischen Nebenschwingungs-Meßbrücke

Von Ludwig F. Roehmann, Spokane, Wash./USA*)

DK 621.317.353.083.4

Die Kennlinien einer technischen Oberschwingungs-Meßbrücke werden nach dem Verfahren der ebenen Zeiger-Rechnung abgeleitet.

Die Fernsprech-Störfähigkeit einer Starkstromanlage wird im allgemeinen durch die Störspannung gekennzeichnet, eine Größe, welche die einzelnen Harmonischen frequenzbewertet und geometrisch addiert. So wichtig die Störspannung ist, gibt sie doch keine Auskunft über die Verteilung, die Beträge und Phasenlage der Harmonischen und über deren jeweilige Änderungen beim Zu- und Abschalten z. B. von Netzteilen, Maschinen und Gleichrichtern. Aus diesem Grunde empfiehlt es sich, neben der Störspannung die Nebenschwingungsspannungen, d. h. Ober- und gegebenenfalls Unterschwingungen bei unterdrückter Grundschwingung zu messen, zu registrieren oder zu oszillographieren.

Von den verschiedenen zu diesem Zweck vorgeschlagenen Meßbrücken soll eine Anordnung untersucht werden, die aus einem ohmschen Vorwiderstand R , zwei festen ohmschen Widerständen r , zwei auf 50 Hz abgestimmten Reihenschaltungen $\mathfrak{Z} = r + jX$ und dem Brücken-Diagonal-Widerstand q besteht (Bild 1).

Für eine Nebenschwingungsspannung U ergibt sich der Strom \mathfrak{Z} in der Brücken-Diagonale unter Beachtung der Gleichheit gegenüberliegender Brückenarme aus einer Knotenpunktgleichung und zwei Umlaufgleichungen zu

$$\begin{aligned}\mathfrak{Z}_2 &= \mathfrak{Z}_1 + \mathfrak{Z}; \\ U &= (\mathfrak{Z}_1 + \mathfrak{Z}_2)R + \mathfrak{Z}_1\mathfrak{Z} + \mathfrak{Z}_2r; \\ 0 &= \mathfrak{Z}_2r + \mathfrak{Z}q - \mathfrak{Z}_1\mathfrak{Z}.\end{aligned}$$

Hieraus erhält man

$$\mathfrak{Z} = U \frac{\mathfrak{Z} - r}{\mathfrak{Z}(q + 2r + R) + q(2R + r) + rR}.$$

Da für die auf die Grundschwingung abgestimmte Brücke $\mathfrak{Z} - r = jX$ ist — $X = \omega L - 1/\omega C$ ist der Blindwiderstand der Resonanz-Schaltung —, so folgt

$$\begin{aligned}\mathfrak{Z} &= U \frac{jX}{r(q + 2r + R) + q(2R + r) + rR + jX(q + 2r + R)}; \\ \mathfrak{Z} &= \frac{U}{q + 2r + R} \cdot \frac{1}{1 - j \frac{2(R + r)(q + r)}{X \cdot (q + 2r + R)}}.\end{aligned}\quad (1)$$

*) Dr.-Ing. L. F. Roehmann ist Senior Research Engineer bei der Kaiser Aluminium & Chemical Corporation.

Der Verfasser hat den Aufsatz dem Gedächtnis Professor Heinrich Kalkas gewidmet.

Für die Frequenz $f = 0$ wird $X = \infty$, und damit ist bei Gleichstrom der Strom

$$I = \frac{U}{\varrho + 2r + R}$$

Aus diesem Gleichstromwert ergibt sich bei gleichbleibender Spannung U der Wechselstrom \Im für eine beliebige Frequenz f durch Multiplikation mit dem komplexen Faktor

$$\frac{1}{1 - j \frac{2(R+r)(\varrho+r)}{X \cdot (\varrho + 2r + R)}}$$

einem Ausdruck von der Form

$$\frac{1}{1 - j \frac{k}{X}}$$

der sich graphisch als Inversion des geometrischen Ortes von $1 - j \cdot k/X$ im Ortsdiagramm anschaulich darstellen läßt.

Dieser Faktor kann als Berichtigungs-Faktor aufgefaßt werden. Aus seiner Abweichung gegenüber 1 ergeben sich die Betrags- und Winkelfehler der Brücke für die Frequenz f .

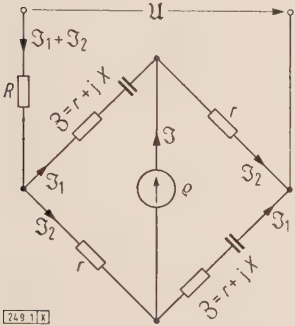


Bild 1. Schaltung der Meßbrücke mit reellen und komplexen Widerständen in den Brückenzweigen.

Bei Messung und Registrierung wird mit den Werten $\varrho_1 = 43 \Omega$, $r = 64 \Omega$ und $R = 436 \Omega$ der Strom nach Größe und Richtung

$$\Im = \frac{U}{607 \Omega} \cdot \frac{1}{1 - j \frac{107\,000 \Omega^2}{X \cdot 607 \Omega}} \quad (2)$$

dabei ergibt sich X aus $L = 1,0 \text{ H}$ und $C = 10,12 \mu\text{F}$. Mit einer Oszillographenschleife mit einem Widerstand von $\varrho_2 = 4 \Omega$ in der Brückendiagonale wird der Strom nach Größe und Richtung

$$\Im = \frac{U}{568 \Omega} \cdot \frac{1}{1 - j \frac{68\,000 \Omega^2}{X \cdot 568 \Omega}} \quad (3)$$

und der Phasenwinkel zwischen U und \Im , bezogen auf die jeweilige Frequenz f ,

$$\varphi(\Im) = \arctan \frac{68\,000 \Omega^2}{X \cdot 568 \Omega} \quad (4)$$

Bei einer Rückführung auf die Grundswingungsfrequenz von 50 Hz ist der Phasenwinkel durch $t/50 \text{ Hz}$ zu dividieren.

In Bild 2 ist für einen Schleifenwiderstand $\varrho_2 = 4 \Omega$ der Ausdruck $\frac{1}{1 - j \frac{68\,000 \Omega^2}{X \cdot 568 \Omega}}$ im Ortsdiagramm dargestellt.

Der geometrische Ort von $1 - j \frac{68\,000 \Omega^2}{X \cdot 568 \Omega}$ ist eine Parallele zur Blindachse im Abstand +1. Der Punkt p_0 für $f = 0$ und $X = \infty$ liegt auf der positiven Wirkachse. Der Punkt p_{50} für $f = 50 \text{ Hz}$ und $X = 0$ liegt im Unendlichen. Der Punkt p_∞ für $f = \infty$ und damit $X = \infty$ fällt mit p_0 zusammen. Auf der Geraden $1 - j \frac{68\,000 \Omega^2}{X \cdot 568 \Omega}$ sind einige Punkte p für verschiedene Frequenzen beiderseitig zur Wirkachse eingetragen.

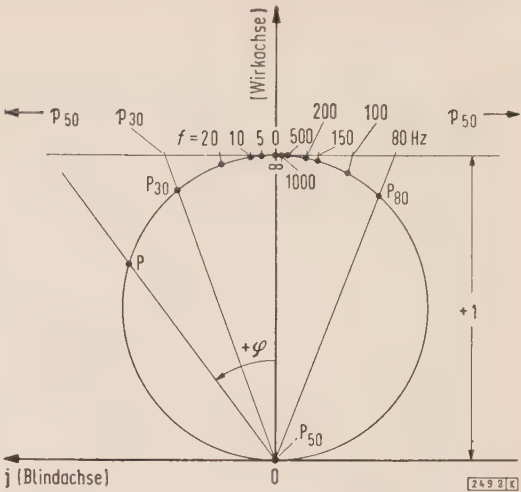


Bild 2. Ortskurve für den reellen und imaginären Anteil der Spannungen höherer Frequenz für die Werte $1 - \frac{68\,000 \Omega^2}{X \cdot 568 \Omega}$ und $\frac{1}{1 - j \frac{68\,000 \Omega^2}{X \cdot 568 \Omega}}$

Die Inversion ergibt einen Kreis mit dem Durchmesser 1. Den Punkten p der Geraden entsprechen die Punkte P dieses „Berichtigungskreises“. Die Strecken OP entsprechen den Berichtigungsbeiwerten nach Größe und Richtung, bezogen auf die jeweilige Frequenz. Für Gleichstrom ist nach Voraussetzung der Berichtigungsbeiwert 1, ebenso auch für $f = \infty$. Die Berichtigungswinkel φ sind in beiden Fällen 0° . Für alle anderen Frequenzen liegt der Berichtigungsbeiwert unter 1 und der Berichtigungswinkel φ zwischen 0° und $\pm 90^\circ$. Für die Grundschiwingung 50 Hz werden der Berichtigungsbeiwert 0 und der Berichtigungswinkel $\varphi = \pm 90^\circ$.

In Bild 3 ist der Frequenzeinfluß graphisch dargestellt, d. h. die Betrags- und Winkelfehler sind abhängig von der Frequenz aufgetragen. Der Winkelfehler ist in diesem Schaubild im Gegensatz zum Ortsdiagramm (Bild 2) auf 50 Hz bezogen. Beim Messen und Registrieren der Unterschwingungen bis $16\frac{2}{3} \text{ Hz}$ einschließlich und der Oberschwingungen von 150 Hz an bleibt der Fehler bei der Strommessung unter 1,8 % vom Nennwert. Beim Oszillographieren ist der Betragsfehler kleiner als 1,2 % vom Nennstrom und der Winkelfehler, bezogen auf 50 Hz, für die dritte Oberschwingung etwas kleiner als 4° , für die fünfte Oberschwingung und für die höheren Oberschwingungen kleiner als 1° , dagegen für die Unterschwingungen 1 bis 10 Hz konstant etwa 22° und für $16\frac{2}{3} \text{ Hz}$ etwa 24° . Diese Fehler sind durch die Art der Schaltung verursacht und bedeuten, daß Oberschwingungen amplituden- und phasenrichtig, Unterschwingungen amplitudenrichtig aufgezeichnet werden.

Da die Betragsfehler bei der Strommessung bei Frequenzen unter 3 Hz und über 800 Hz Null sind, kann die Eichung mit Gleichstrom oder mit Wechselstrom von 800 oder 1000 Hz vorgenommen werden. Die Eichspannung wird dabei nicht an die Brückendiagonale, sondern an die Ein-

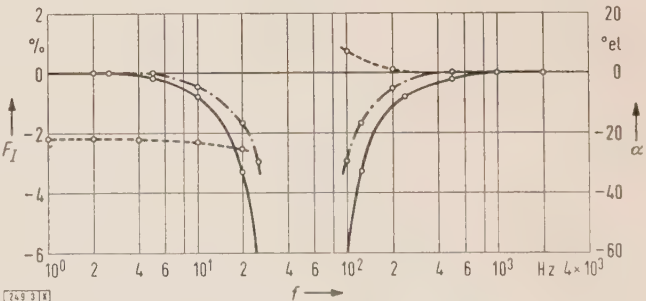


Bild 3. Graphische Darstellung des Frequenzeinflusses auf den Betrags- und Winkelfehler.
— Stromfehler beim Messen
--- Stromfehler beim Oszillographieren
..... Winkelfehler beim Oszillographieren (50 Hz)

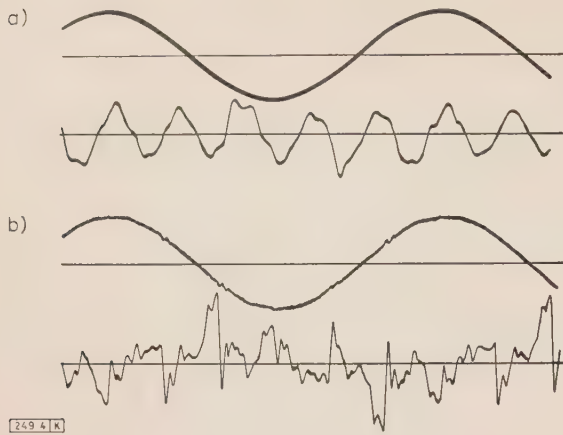


Bild 4. Oszillogramme einer Spannung mit Oberschwingungen.

a) Spannung enthält 5. Oberschwingung,

b) Spannung enthält zusätzlich noch höhere Oberschwingungen.

Jeweils obere Kurve: Grundschwingung;
jeweils untere Kurve: höhere Harmonische.

gangsklemmen der Schaltung gelegt. Die Eichung ist also absolut.

Die Empfindlichkeit ergibt sich für die Messung und Registrierung aus Gl. (2) mit $f = 0$ und $X = \infty$ zu:

$$S = \frac{U}{607 \Omega} = 1,65 \cdot 10^{-3} \text{ S} \cdot |U|.$$

Beim Oszillographieren ist der Strom nach Gl. (3) für $f = 0$

$$S = \frac{1}{568 \Omega} \cdot |U| = 1,76 \cdot 10^{-3} \text{ S} \cdot |U|.$$

In der praktischen Ausführung enthält jeder Resonanzkreis eine feste, eisenfreie Induktivität, Kondensatoren mit dekadischer Stufung zur Feinabstimmung und Schiebewiderstände zum Ausgleich der Widerstandsänderung der Spulen bei Temperaturänderungen. Der Vorwiderstand R ist so gewählt, daß bei 50 Hz der Gesamtwiderstand der Brücke 500 Ω ist. Die Brücke kann unmittelbar an eine Spannung von 110 oder 220 V angeschlossen werden.

Bild 4 a zeigt das Oszillogramm einer Spannung, die im wesentlichen eine fünfte Harmonische enthält, während die Spannung in Bild 4 b zusätzlich noch höhere Harmonische aufweist.

Zusammenfassung

Der nach der Zeiger-Rechnung bestimmte Ausdruck des Wechselstromes im Brücken-Diagonalzweig wird in einen konstanten reellen und veränderlichen komplexen Anteil zerlegt. Der letztere wird als Korrekturglied bewertet und hierfür ein Ortsdiagramm aufgestellt. Für die Kennlinien einer technischen Nebenschwingungs-Meßbrücke mit bestimmten Brückenwerten werden die Fehler nach Größe und Richtung abhängig von der Frequenz untersucht.

Prüfung der Hochspannungsisolations elektrischer Maschinen mit Gleich- und Wechselspannung

DK 621.317.333.6 : 621.313.001.4

In der Arbeit wird untersucht, wie weit eine zerstörungsfreie Beurteilung der Hochspannungsisolations von Generatoren möglich ist¹⁾. Die Versuche wurden an vier Wasserkraftgeneratoren und einem Turbogenerator mit Leistungen zwischen 4,5 und 16 MVA und Spannungen zwischen 6,3 und 11 kV durchgeführt. Die Isolation bestand aus Schellackmikafolium-Hülsen (in einem Fall mit Triazetatfolie) und war bis 27 Jahre alt. Die Wicklungsstränge sowie Teile derselben wurden sowohl mit Gleichspannung als auch mit Wechselspannung geprüft und der Isolationswiderstand, die Nachladeziffer, der Verlustfaktor $\tan \delta$ und die Kapazität gemessen. Es zeigten sich dabei die qualitativ bekannten Abhängigkeiten von der Spannung, Temperatur, Feuchtigkeit und Zeit. Die Ergebnisse dieser zerstörungsfreien Prüfungen werden mit Durchschlagmessungen verglichen. Zusammenfassend ergeben sich nachstehende Folgerungen:

Ein Einzelwert des Isolationswiderstandes läßt nur grobe Entscheidungen zu. Er ist von der angelegten Gleichspannung abhängig und vermindert sich durch Leitungsvorgänge im Dielektrikum. Die Extrapolation auf die Durchschlagspannung der Hülse ist unsicher, besonders im Gleichspannungsbereich über 20 kV, weil sich den echten inneren Leitungsvorgängen äußere Glimm- und Sprühentladungen besonders im Wickelkopf überlagern. Quantitative Vorausagen können überhaupt nicht gemacht werden. Ferner überlagern sich der große Einfluß von Feuchtigkeit und schließlich noch von Schmutz, wobei sich Hülsen und Kopfisolation noch verschieden verhalten. Einen Anhalt, wie weit Feuchtigkeitsleitung mit im Spiel ist, kann die Nachladeziffer bieten. Um Widerstands-Spannungsmessungen zuverlässig deuten zu können, bedarf es noch weiterer Klärung der für die Widerstandsabnahme verantwortlichen Leitungsmechanismen.

Bei den Wechselspannungsprüfungen ist bekanntlich die Verlustziffer $\tan \delta$ ein Maß für die Intensität der Glimm-

entladungen. Größere Steilheit bei gleicher Glimmeinsatzspannung läßt immer auf größeren Luftgehalt schließen. Dieser braucht aber nicht in der Hülse selbst zu sein, sondern kann z. B. auch die Teilleiterisolation von Kunststäben betreffen. Außerdem ist gutes Glimmerkafolium gegen Glimmwirkungen praktisch unempfindlich und eine trockene Isolation weniger durch Glimmfraß gefährdet als eine feuchte. Ein vergleichsweise hoher $\tan \delta$ -Wert und $\tan \delta$ -Anstieg brauchen deshalb zunächst noch kein Zeichen für eine gefährdete Isolation zu sein. Außerdem kann sich Feuchtigkeitseinfluß überlagern.

Einzelbeschädigungen, meist durch mechanische Ursachen, lassen sich durch eine Messung an der Gesamtwicklung wegen ihres geringen prozentualen Einflusses nicht zerstörungsfrei feststellen. Bei Verdacht ist eine Gleichspannungsprüfung angezeigt. Über die thermische sowie äußere und innere chemische Alterung lassen sich dagegen eher Schlüsse ziehen, wobei sich Gleichspannungs- und Wechselspannungsmessungen gut ergänzen können. Soweit als praktisch möglich, sollten Teile der Wicklung für sich durchgemessen werden. Auch ist es aufschlußreich, den Isolationswiderstand für Nut- und Kopfisolation getrennt zu messen. Zu den elektrischen Prüfungen sollte immer noch eine visuelle Untersuchung der Wicklung und ihrer Umgebung treten.

Da keine quantitativen Angaben über den gefährlichen $\tan \delta$ und seinen Anstieg gemacht werden können, ist die periodische Überwachung des Verlustfaktors und Isolationswiderstandes über lange Betriebszeiten zu empfehlen, womit sich — bei gleichem Meßverfahren — Relativwerte von vergleichsweise hohem Aussagewert ergeben können. Festzulegen wäre noch, wie hoch, wie lange und wie oft die Prüfspannung angelegt werden darf, um einerseits die Isolation nicht durch die Prüfungen zu schädigen, andererseits aber doch diese Isolation beurteilen zu können. Man muß sich aber hüten, voreilige Schlüsse zu ziehen, solange noch nicht ausreichende Erfahrungen vorliegen. Sowohl die Elektroindustrie als auch die Elektrizitätsversorgungs-Unternehmen und neutrale Stellen beschäftigen sich mit diesen Fragen.

AWK

¹⁾ Nach Meyer, H.: Elektrotechn. u. Masch.-Bau Bd. 76 (1959) S. 189 bis 199; 17 B., 25 Qu.

RUNDSCHAU

DK 621.314.21.048.83.026.447

Ein 10-MVA-Transformator mit Gasisolation. (A 10 000-kVA gas-insulated transformer.) Nach *Camilli, G.*: Electr. Engng. Bd. 78 (1959) S. 828–830; 5 B., 2 Qu.

Seitdem im Jahre 1956 zwei gasisolierte Transformatoren von 2 MVA, 69 kV, für die Consolidated Edison Company of New York geliefert wurden, ist seitens der Versorgungsbetriebe vor allem im Hinblick auf die Feuer- und Explosionssicherheit von Innenraum- und Unterfluranlagen dichtbesiedelter Gebiete ein zunehmendes Interesse an Transformatoren festzustellen, die mit Schwefelhexafluorid (SF_6) gefüllt sind. Den etwas höheren Anschaffungskosten dieser Transformatoren stehen erhebliche Vorteile und Einsparungen bei der Aufstellung und Wartung gegenüber.

Kürzlich wurde bereits ein gasisolierter 10-MVA-Transformator, 69 kV, bei der Pennsylvania Power & Light Co. in Allentown (USA) in Betrieb genommen. Eine Anzahl weiterer noch größerer Einheiten mit höheren Spannungen sind im Transformatorenwerk der General Electric im Bau. An Hand des zuletzt gelieferten 10-MVA-Transformators wird Aufbau und Wirkungsweise solcher gasisolierter Transformatoren beschrieben, deren äußere Form vor allem durch den dem komprimierten Gas Rechnung tragenden zylindrischen Kessel charakterisiert ist.

Das unbrennbare und nicht giftige Isoliergas (SF_6) weist einen sehr niedrigen Siedepunkt auf, so daß es auch in Freiluftanlagen verwendet werden kann. Der Gasüberdruck, der bei 25 °C rd. 1 at beträgt, ändert sich im Betrieb mit der Erwärmung, jedoch bleiben die dielektrischen Beanspruchungen entsprechend der gleichbleibenden Gasdichte unverändert.

Der Aufbau von Kern und Wicklungen entspricht mit Ausnahme geringfügiger Abweichungen in der Isolierung dem der herkömmlichen Öltransformatoren, desgleichen die Durchführungen, die jedoch mit Gas statt mit Öl gefüllt sind. Gegenüber Öl zeigt die Gasisolation gewisse Abweichungen, die sich vor allem im Entfallen der Krümmung der Spannungs-Zeit-Kennlinie im unteren Bereich und in einem flacheren Verlauf dieser Kennlinie bei Frequenzen der Schaltüberspannungen äußern. Die Überspannungsableiter auf der Oberspannungsseite des Transformators er-

ratur — als wie bisher für 55 grd — ausgeführt werden. Solche gasgefüllten Transformatoren haben eine wesentlich geringere Zeitkonstante als Öltransformatoren, so daß sie ihre Endtemperatur rascher erreichen. Im Hinblick auf die günstigeren Alterungsbedingungen ist die Überlastbarkeit jedoch etwa ebenso groß wie bei Öltransformatoren üblicher Art.

Hinsichtlich der Geräuschbildung zeigen sich gasgefüllte Transformatoren überlegen, da Gas im Gegensatz zu Öl Schwingungen schlecht fortleitet. Aus diesem Grund haben diese Transformatoren um rd. 9 dB kleinere Lautstärken als Öltransformatoren gleicher Leistung. Gegenüber einem gleichwertigen Öltransformator benötigt der beschriebene 10-MVA-Transformator eine größere Grundfläche und hat ein um 14 % höheres Gewicht des aktiven Teils sowie um 5 % höhere Gesamtverluste. Das Gesamtgewicht beträgt jedoch wegen des geringeren Isoliermittelgewichtes (kleiner als 5 % des Ölgewichtes) bloß rd. 70 % des Öltransformators.

Bild 1 zeigt die Anordnung und die Wirkungsweise des Kühlsystems. Der erzwungene Gasumlauf wird durch ein Gebläse 4 bewirkt, welches das erwärmte Gas nach Umflutung von Kern und Wicklungen über einen Verdampfer 3 leitet. Ein Ablenkblech 6 bewirkt dabei die richtige Durchströmung der zu kühlenden Teile. Das Kühlmittel strömt vom Verdampfer zum außerhalb des Transformatorbuchs angeordneten Kondensator 2, wo sich das verdampfte Kühlmittel unter dem Einfluß des Luftkühlers wieder verflüssigt.

Die Motoren der beiden Gebläse sind in eigenen Kammern unabhängig vom Hauptkessel untergebracht, so daß sie ebenso wie die Gebläselager leicht gewartet werden können.

Fst

DK 621.315.024.027.3(47)

Stand der Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragung über große Entfernungen in der Sowjetunion. (Work done in the Soviet Union on high-voltage long-distance d-c power transmission.) Nach *Nekrasov, A. M.*, u. *Posse, A. V.*: Trans. Amer. Inst. electr. Eng. (III) Bd. 79 (1959) S. 515–522; 3 B., 2 Taf., 14 Qu.

Der Bericht bringt zahlreiche technische Einzelheiten über die russischen Entwicklungsarbeiten zur Hochspannungs-Gleichstrom-Übertragung, die der Errichtung der Fernleitung Stalingrad—Donbas (750 MW; ± 400 kV; 500 km) vorangingen [vgl. *B. Gersdorf*: Die Gleichstromübertragung Stalingrad—Donezrevier. Elektr.-Wirtsch. Bd. 58 (1959) S. 555 bis 558]. Es ist bekannt, daß diese Entwicklungsarbeiten auf der deutschen Versuchsanlage Elbe—Berlin fußen. In der Versuchsanlage Kaschira—Moskau (bis 200 kV, 150 A, 112 km) wurden verschiedene Schaltungen erprobt. Die Gleichrichterstation Kaschira arbeitet nach wie vor mit drei Gefäßen im Brückenkreis; die Wechselrichteranlage Moskau verfügt gegenwärtig bei 200 kV gegen Erde über zwei in Reihe geschaltete Brücken. Die erste Brücke hat nur ein Gefäß je Zweig, die andere, die eine höhere Spannung gegen Erde hat, zwei Gefäße je Zweig. Es hat sich nämlich gezeigt, daß die Reihenschaltung mehrerer Gefäße in einer Brücke die Betriebssicherheit der Wechselrichteranlage nicht verbessert und bei Zündstörungen zu hohen Überspannungen führt. Bei Wechselrichter-Stationen ist es daher besser, zwei Brücken in Reihe zu schalten, als nur eine Brücke mit vielen Gefäßen zu verwenden.

Die Reihen-Parallelschaltung von sechs Gefäßen je Brückenkreis wurde für Hochleistungsanlagen als besonders geeignet befunden, besonders nachdem die Dämpfung der Zündschwingungen und anderer Überspannungserscheinungen gelungen war. Fabrikatorische Mängel der Gefäße mußten beseitigt und Hochfrequenzdrosseln entwickelt werden, die den Spannungsanstieg in der Sperrichtung und den Stromstoß beim Zünden verminderten. Die automatischen Geräte zur Gittersteuerung und zur Gittersperrung (Kurzunterbrechung 0,1 bis 0,2 s) bei Störungen wurden weiter entwickelt, bis sie ihre betriebliche Brauchbarkeit erwiesen hatten. Teile der Gleichstromkabel (150 mm² Aluminium, 12 mm Papier, Bleimantel), die teils aus Deutschland, teils aus einem Moskauer Kabelwerk stammen, wiesen in der siebenjährigen Versuchszeit keinen Fehler auf. Sie wurden teils mit + 100 kV und – 100 kV gegen Erde,

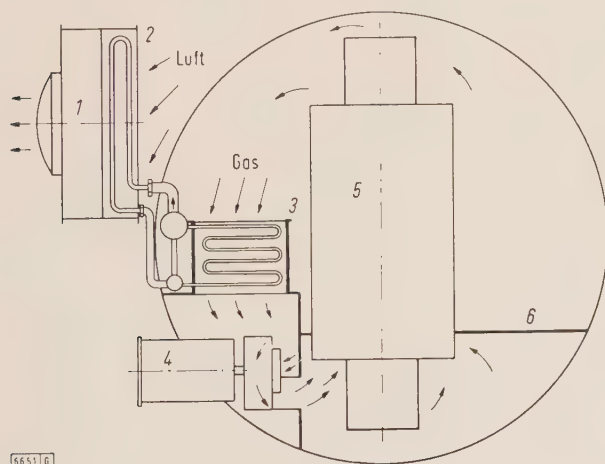


Bild 1. Zweistufiges Kühlsystem für die Gaskühlung.

- | | |
|---------------|---------------------------------|
| 1 Lüfter | 4 Gebläse |
| 2 Kondensator | 5 Kern und Spulen |
| 3 Verdampfer | 6 Ablenkblech (Zwischenwandung) |

gaben trotz des um eine Stufe niedriger als für Öltransformatoren angesetzten Stoßpegels einen ausreichenden Schutz. Die Unterspannungsseite ist nicht mit Ableitern ausgerüstet und für die volle Stoßspannung von 110 kV ausgeführt. Beide Wicklungen wurden der üblichen Isolationsprüfung in voller Höhe unterworfen.

Hinsichtlich der Alterungsbeständigkeit der Isolation, die wie bei Öltransformatoren der Klasse A entspricht, scheint die Gasisolation mit SF_6 vorteilhafter zu sein, so daß künftige Einheiten mit einer höheren Wicklungsübertempe-

teils mit 200 kV gegen Erde (31 kV/mm) betrieben. Versuche an Proben zeigten, daß die Durchschlagsspannung gegenüber den Versuchsergebnissen vor der Verlegung nicht gesunken war. Der langjährige Betrieb mit Erdrückleitung über Tiefenerder bewährte sich, Schutzmaßnahmen gegen Korrosion an Metallkonstruktionen waren nur in der Nähe der Erder erforderlich. Bei der Gleichstromübertragung über zwei Leiter einer 110-kV-Drehstromleitung zeigte es sich, daß die Isolatoren für 110 kV Gleichspannung gegen Erde praktisch ausreichten, bei 200 kV gegen Erde und nassem Wetter aber gelegentlich überschlugen. Überspannungsableiter für den Freileitungsbetrieb wurden entwickelt.

Über die Anlage Stalingrad—Donbas ist unter Bezugnahme auf den oben zitierten Bericht noch folgendes hervorzuheben: Blindstromerzeugung in Stalingrad durch die Generatoren des Wasserkraftwerkes, in Donbas durch Kondensatoren und Phasenschieber; Anwendung von Dämpfungskreisen entsprechend den obengenannten Versuchsergebnissen. Parallel zu jeder Brücke liegt ein Kurzschlußgefäß und ein Schalter. Die Gefäße für 900 A, 130 kV, Höhe 3,5 m, Gewicht 2 t, sind einanodig gebaut und teils mit Öl, teils mit Luft gekühlt. Die Isolation der Transformatoren ist je nach dem Betriebspotential, das sie in der Gleichrichterschaltung gegen Erde annehmen, mit 570 bzw. 1000 kV Gleichspannung geprüft. Eine Übersicht über das Studienprogramm bringt weitere interessante Einzelheiten. Die Betriebsanlage Stalingrad—Donbas wird als Vorstufe für größere Übertragungsanlagen angesehen.

Bl

DK 621.316.54.027.3.001.4

Entwicklung von Hochspannungs-Leistungsschaltern mit isolierten Eisenlamellen in den Löschkammern. (Development of high-voltage air-break circuit-breakers with insulated-steel-plate arc chutes.) Nach Fay, F. S., u. Thomas, J. A., u. Legg, D., u. Morton, J. S.: Proc. Instn. electr. Eng. (A) Bd. 106 (1959) S. 381–391; 19 B., 7 Qu.

Für Niederspannung sind Anordnungen zur Löschung von Ausschaltlichtbögen mit Eisenlamellen in den Löschkammern und ohne Blasspulen bekannt. Die Anwendung dieses Löschprinzips in Leistungsschaltern der Nennspannungen bis 15 kV verlangte umfangreiche elektrische Versuche, aus denen sich die Konstruktionsunterlagen ergaben.

Die Eisenlamellen sind in allen Bereichen beidseitig mit Isolationsbelägen versehen; die Bleche im unteren und mittleren Bereich sind derartig geschlitzt, daß sich bei Lichtbogenwanderung eine Bogenverlängerung einstellt und die günstigste Größe der Lamellenabstände sich in Abhängigkeit von der Nennspannung ergibt. Begründet werden diese Maßnahmen mit den günstigsten Löschbedingungen bei den verschiedenartigsten Anforderungen an moderne Leistungsschalter. Überdies dürften auch Anforderungen an das Isolationsvermögen mitbestimmend gewesen sein.

Das Kontaktsystem befindet sich unterhalb der Löschkammer, und der bewegliche Abbrandkontakt wird in den Schlitten der Eisenlamellen geführt. Für die Kontakte erwiesen sich Kupfer bei Kurzschlußstrom und silberplattierte Fingerkontakte bei Nennstrom besonders geeignet. Wegen des geringsten Abbrandes wird Silber-Wolfram-Verbundwerkstoff als Kontaktwerkstoff für Abbrandkontakte empfohlen. In Untersuchungen über die Abhängigkeit der Lichtbogenfußpunkt-Geschwindigkeiten von der magnetischen Feldstärke wurde die bekannte Werkstoffabhängigkeit mit einem Niederstrom-Gleichstromlichtbogen nachgewiesen. Kupferschienen mit rechteckigem Profil und ein Steigungswinkel von 35° erwiesen sich günstig.

Das Verhalten der Schaltlichtbögen im ganzen Strombereich bei Kommutierungsvorgängen von den Abbrandkontakten zu den Laufschienen und bei den Wanderungsvorgängen in den verschiedenen Lamellenbereichen wurde mittels photographischer und oszillographischer Aufnahmen untersucht.

Für wiederzündungsfreies Schalten ergaben sich Mindestwerte der Lichtbogenarbeit in Abhängigkeit von der wiederkehrenden Spannung. Diese Wiederzündungen sind meistens Neuzündungen in einem Bereich, der vom Schaltlichtbogen bereits durchlaufen war. So ergeben sich lange Lichtbogenzeiten bei kleinen Strömen. Die Bedeutung der Beeinflussung des Ausschaltstromes bei den verschiedenen Schaltfällen, der Einschwingspannung und Einschwingfrequenz durch hohe Lichtbogen Spannung wird erklärt oder bestätigt sich durch Messungen.

Hll

DK 621.317.382.016.24

Elektrodynamische Leistungswaage für die Prüfung von Elektrizitätszählern und Leistungsmessern. Nach Friedl, R.: Z. Instrum.-Kde. Bd. 67 (1959) S. 318–323; 7 B., 6 Qu.

Die Arbeitsweise eines Leistungsmeßgerätes mit elektrodynamischem Doppelmeßwerk wird beschrieben. Diese als Leistungswaage bezeichnete Einrichtung ist ein Nullgerät, mit dessen Hilfe Wechselstromleistungen durch Drehmomentkompensationen mit entsprechenden Gleichstromleistungen sehr genau bestimmt werden können. Das Gerät hat praktisch keinen Phasenfehler und ermöglicht den gleichzeitigen Anschluß der Wechselstromleistung an die Gleichstromnormale. Dadurch ist eine gute Gewähr für richtige Messungen gegeben. Die Empfindlichkeit der Leistungswaage beträgt etwa das 20-fache derjenigen von handelsüblichen Leistungsmessern. Um bei der Messung von Wechselstromleistungen bei kleinen Leistungsfaktoren eine Abkühlung im Gleichstromkreis durch die notwendige Verminderung des Gleichstromes zu vermeiden, wird dem Gleichstromkreis ein solcher über Kondensatoren eingespeister 500-Hz-Strom überlagert, daß der Effektivwert des Summenstromes stets etwa konstant bleibt.

Die Richtigkeit der Meßergebnisse der Leistungswaage ist nur dann gewährleistet, wenn das mit Gleichstrom gezeichnete System im Wechselstrombetrieb bei gleicher Wirkleistung das gleiche Drehmoment liefert. Hierzu ist es erforderlich, daß in dem System kein Wechselstromfehler vorhanden ist. Wirbelstromeinflüsse werden bei der Kompensation des Gesamtphasenfehlers mit berücksichtigt. Fehler, die durch Wechselinduktion im Spannungsspulenrähmchen verursacht werden könnten, sind dadurch, daß die Rähmenebene stets senkrecht zur Stromspulenebene steht, nahezu ausgeschaltet. Restfehler werden durch die Phasenkompensation ebenfalls mit erfaßt.

Die bei Verwendung der Leistungswaage zu erwartende Genauigkeit wurde mit Kontrollschaltungen untersucht. Der Vergleich der Leistungswaage wurde mit einem thermischen Kompensator durchgeführt, an dem sich die Unterschiede der Anzeige zwischen dem Betrieb der Anordnung mit Gleichstrom und dem Betrieb mit Wechselstrom feststellen lassen. Sie sind ein Maß für die Leistungsfehler der Leistungswaage. Die durch das Gerät bedingte Meßunsicherheit ist bei Nennbelastung $1 \cdot 10^{-4}$. Weiterhin werden Ergebnisse von Vergleichsmessungen bei phasenverschobenen Strömen in einer graphischen Darstellung mitgeteilt. Abschließend zeigt der Verfasser noch Fehlerdifferenzen von verschiedenartigen Leistungsmessern zwischen den mit Gleichstrom und den mit Wechselstrom ermittelten Werten in Abhängigkeit vom Zeigerausschlag.

Hlk

DK 621.317.715.082

Drehspul- und Drehmagnet-Galvanometer, Optimal-Bedingungen und Gütefaktoren. Nach Nanning, P.: Arch. Elektrotechn. Bd. 44 (1959) S. 279–296; 2 B., 24 Qu.

Zunächst wird ein Ausdruck für die Leistungsempfindlichkeit eines Drehspulgalvanometers mit Spiegelablesung abgeleitet. Bei der Betrachtung über das Trägheitsmoment des beweglichen Systems kommt der Verfasser zu einem von Volkmann abweichenden Ergebnis, weil dieser die Empfindlichkeit des Systems umgekehrt proportional der Richtkraft angenommen hat. Bei genauerer Untersuchung stellt sich heraus, daß die Empfindlichkeit umgekehrt proportional der Wurzel aus der Richtkraft — sie ist dem Trägheitsmoment proportional — zu setzen ist, wenn man alle sonstigen interessierenden Parameter konstant hält.

Die Stromempfindlichkeit wird aus der Leistungsempfindlichkeit berechnet. Zur Messung von großen Spannungen bei kleinstem Leistungsverbrauch verwendet man ein stromempfindliches Gerät, dem gegebenenfalls ein Widerstand vorgeschaltet wird. Ist der Innenwiderstand der zu messenden Spannungsquelle klein, so ist der Außenwiderstand des Instrumentes im wesentlichen durch den Vorwiderstand bedingt. Zur Bestimmung der Strom- oder Spannungsempfindlichkeit für Instrumente mit Lichtzeiger und mit körperlichem Zeiger werden Zahlenwertgleichungen aufgestellt. Weiterhin wird ein Ausdruck für die Leistungsempfindlichkeit des Drehmagnet-Galvanometers gebracht und das Gütemaß für die Eignung des verwendeten Magnetwerkstoffes für ein Drehmagnet-Galvanometer an einigen Beispielen untersucht.

Das Drehmagnet-Instrument kann an einen vorgegebenen Außenwiderstand besser als das Drehspulgalvanometer

angepaßt werden, da am fertigen Instrument die Antriebspulen auswechselbar sind. Die Spulen können mit größerem, aber auch mit kleinerem Widerstand als beim Drehspulinstrument hergestellt werden.

Die thermische Grenze der Empfindlichkeit und die sich daraus ergebenden Bauvorschriften werden behandelt. Die Steigerung der Leistungsempfindlichkeit läßt sich durch Vergrößern der Schwingungsdauer erreichen. Beim Drehmagnet-Instrument kann das bewegliche Organ sehr klein und leicht gebaut werden. Mit einer Drehspule kann man an die Grenze der Empfindlichkeit gelangen durch Verlängerung des Lichtzeigers oder Vervielfachung des Ausschlagwinkels durch Mehrfachreflexion an einem festen Spiegel. Zudem entfallen beim Drehmagnet-Galvanometer die Schwierigkeiten, die beim Drehspul-Galvanometer infolge der Stromzuführung entstehen. Man kann auch aus diesem Grunde das Drehspul-Galvanometer schlechter an Quellen mit sehr kleinem ohmschem Widerstand anpassen als das Drehmagnet-Galvanometer, bei dem die Zuleitungen zu der Antriebsspule mit sehr dickem Draht ausgeführt werden können. Abschließend schlägt der Verfasser ein Gütemaß für die Empfindlichkeit vor, aus dem Leistungs-, Strom- und Spannungsempfindlichkeit berechnet werden können.

Hlk

DK 621.375.3.012.6

Das dynamische Verhalten des magnetischen Verstärkers. Nach Jentsch, W.: AEG-Mitt. Bd. 49 (1959) S. 353–361; 7 B.

Aus der Wirkungsweise des magnetischen Verstärkers wird abgeleitet, daß sein dynamisches Übertragungsverhalten durch zwei Arten von Verzögerungen der Ausgangsgröße gegenüber der Eingangsgröße unter voller Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit bestimmt ist. Während des Ausgleichsvorganges ändert sich der mit der Steuerwicklung verkettete mittlere Fluß und induziert in der Wicklung einen Gleichspannungsstoß. Die Flußverkettung des Steuerkreises ist nur dann maßgebend, wenn die Steuerfrequenz gegenüber der Speisefrequenz niedrig ist. Sie führt zu einem Übertragungsverhalten entsprechend dem Verzögerungsglied erster Ordnung, das durch eine Zeitkonstante charakterisiert wird. Bei hohen Steuerfrequenzen tritt die unstetige Arbeitsweise des magnetischen Verstärkers stark in den Vordergrund; sie führt zu einer Verzögerung entsprechend einer Ersatztotzeit. Sie gilt unabhängig von dem Widerstand des Steuerkreises.

An Hand von Schaltbildern und graphischen Darstellungen erklärt der Verfasser für einen spannungssteuernden und einen stromsteuernden Verstärker, wie das Übertragungsverhalten durch einen sogenannten regelungstechnischen Signallaßplan anschaulich dargestellt werden kann. Dieser bildet eine ausgezeichnete Grundlage für die Berechnung mit dem Analogrechner oder nach dem Frequenz-Kennlinienverfahren. Wird beim durchflutungsgesteuerten Transduktor die Steuerleistung beispielsweise mit Hilfe eines Vorwiderstandes hinreichend groß gemacht, d. h. wird der Steuerstrom eingepreßt, dann sind für das dynamische Verhalten nur die Totzeiteffekte maßgebend wie beim spannungszeitflächengesteuerten Verstärker. Die Steuerleistungen sind in beiden Fällen gleich groß, so daß der spannungszeitflächengesteuerte Verstärker keinen grundsätzlichen Vorteil bringt.

Die zur Kennzeichnung des dynamischen Verhaltens des magnetischen Verstärkers benutzten dynamischen, besonderen und allgemeinen Kenngrößen werden erläutert. An einem Beispiel zeigt der Verfasser, wie durch äußere Beschaltung der Frequenzgang des magnetischen Verstärkers verändert und eine für die Regelung günstigere Form erhalten werden kann. Das dynamische Verhalten wird mit Hilfe des Signallaßplanes in einfacher Weise abgeleitet.

Hlk

DK 621.316.825.4 : 536.531 : 541.24.C8

Anwendung von NTC-Widerständen bei der ebullioskopischen Molekulargewichtsbestimmung. Nach Pelt, J. G. van: Philips techn. Rdsch. Bd. 21 (1959/1960) S. 46–50; 6 B., 1 Taf.

Ein „Ebullioskop“ ist ein mit Heizung und Rücklaufkühlung versehenes, „Dampfblasen“ erzeugendes Gefäß, dessen Ausrüstung den Bedürfnissen beim Bestimmen von Siedepunkterhöhungen angepaßt ist. Hierbei sei an die schon bekannte „Dampfblasenpumpe“ erinnert.

Insbesondere bei der Herstellung organischer Substanzen, deren physikalische Eigenschaften noch nicht hinreichend bekannt sind, bedient man sich zur Synthesenkontrolle gern der Bestimmung des Molekulargewichts M aus der Siedepunkterhöhung $\Delta\vartheta$ eines bekannten Lösungsmittels von der molekularen Siedepunkterhöhung D . Bei der Teilchenkonzentration c des zu untersuchenden Stoffes gilt: $\Delta\vartheta = D \cdot c/M$. Zum Bestimmen von $\Delta\vartheta$ benutzt man üblicherweise das Beckmann-Thermometer. In gewissen Fällen zeigt dieses jedoch erfahrungsgefaß Nachteile: bei großen M -Werten und niedrigen D -Werten wird die Ermittlung von $\Delta\vartheta$ oft recht ungenau; außerdem machen sich infolge der Einstellträgheit des Thermometers Luftdruckschwankungen störend bemerkbar. Von diesen Nachteilen frei sind Widerstandsthermometer, die mit einem NTC-Widerstand (NTC = negativer Temperatur-Koeffizient) ausgestattet sind. Eine besonders schnelle Herstellung des thermischen Gleichgewichtes gestatten wegen ihrer niedrigen Wärmekapazität die sogenannten Zwerg-NTC-Widerstände.

Die vom Verfasser beschriebene Meßvorrichtung enthält eine Wheatstone-Brücke, bei der zwei Zweige aus identischen NTC-Widerständen bestehen, deren jeder in den Temperaturmeßkolben eines Ebullioskops eingebaut ist. Der erste Widerstand stellt das eigentliche Meßelement dar, während der zweite (umgeben von reinem Lösungsmittel) die Bezugstemperatur festlegt und die Anordnung gegen äußere Einflüsse stabilisiert. Die Schaltungselemente der Brücke und des zugehörigen Netzgerätes sind in der Arbeit im einzelnen angegeben. Die Meßvorrichtung gestattet nach Angabe des Verfassers die Bestimmung von Temperaturdifferenzen mit einer Unsicherheit von etwa $0,0003^\circ\text{C}$, so daß sich jetzt M -Werte von z. B. 2500 mit einer Unsicherheit von einigen Prozenten, solche unter 500 mit einer Unsicherheit $< 1\%$ festlegen lassen.

Wnr

DK 621.373.342.001.4

Eine phänomenologische Theorie über den Reggia-Spencer-Phasenschieber. (A phenomenological theory of the Reggia-Spencer phase shifter.) Nach Weiss, J. A.: Proc. Instn. Radio Eng. Bd. 47 (1959) S. 1130–1137; 7 B., 9 Qu.

Nach Reggia und Spencer [Proc. Instn. Radio Eng. Bd. 45 (1957) S. 1510–1517] läßt sich eine Phasenverschiebung in einem Rechteck-Hohlleiter dadurch erreichen, daß die Magnetisierung eines in den Hohlleiter gebrachten Ferritstabes durch ein magnetisches Gleichfeld geändert wird. Der Verfasser beschreibt dies durch ein einfaches phänomenologisches Modell, in dem die Strahlung durch ebene Wellen dargestellt wird. Dadurch kann die Wellengleichung für die Ausbreitung in z -Richtung ohne geometrische Randbedingungen gelöst werden. Die tatsächlichen Abmessungen werden berücksichtigt, indem für das Modellmedium formal eine dielektrische Anisotropie ($\epsilon_x \neq \epsilon_y$) eingeführt wird, worin ϵ die absolute Dielektrizitätskonstante bedeutet. Als Eigenlösung treten zwei elliptisch polarisierte Wellen auf, deren Wellenzahlen in Abhängigkeit von ϵ_x , ϵ_y und den Komponenten des Polderschen Permeabilitätstensors berechnet werden.

Für $\epsilon_x > \epsilon_y > 0$ sind beide Wellen existent. Ein durch diese Bedingung beschriebenes Hohlleiterstück bewirkt eine Faraday-Drehung. Die Bedingung $\epsilon_y \leq 0$ kennzeichnet den Arbeitsbereich des Reggia-Spencer-Phasenschiebers, bei dem nur eine der beiden Wellentypen auftritt.

Durch das magnetische Gleichfeld werden primär die Komponenten des Polder-Tensors geändert. Da aber die Konzentrierung der Strahlung auf den Ferrit von der Permeabilität abhängt, führt das Feld außerdem auch zu einer Änderung des dielektrischen Tensors, weil die für die Beschreibung des Hohlleiters formal eingeführte dielektrische Anisotropie dann mehr oder weniger von der tatsächlichen Dielektrizitätskonstante des Ferrits beeinflusst wird. Dadurch kann aus dem Phasenschieber ein Faraday-Rotator werden, was zu einem äußerst starken Schwanken der insgesamt durchgelassenen Intensität bei Frequenz- oder Gleichfeldänderungen führt. Dies wird unter bestimmten Umständen auch beobachtet, während im normalen Phasenschieberbereich die Intensitätsschwankungen nur sehr gering sind.

Wenn auch die vorliegende Arbeit wohl nur als erster Schritt zu einer umfassenden Theorie aufzufassen ist, so macht sie doch wesentliche Grundzüge des Reggia-Spencer-Phasenschiebers verständlich.

Müs

VERBANDSNACHRICHTEN

VDE

Verband Deutscher Elektrotechniker

Frankfurt a. M., Osthafenplatz 6

Fernruf: 43 31 57; Fernschreiber (Telex): 04—12 871;

Telegramm-Kurzanschrift: Elektrobund;

Postcheckkonto: Frankfurt a. M. 388 68.

Entwurf VDE 0510/...60 „Bestimmungen für Akkumulatoren und Akkumulatoren-Anlagen“

Die VDE-Kommission „Akkumulatoren“ hat VDE 0510 dem Stand der Technik angepaßt. Es ist beabsichtigt, diese Neufassung zum 1. Januar 1961 in Kraft zu setzen. Die bisherige Fassung VDE 0510/4.52 „Vorschriften für Akkumulatoren“ soll am gleichen Tage ungültig werden. Der Entwurf der Neufassung kann unter der Bezeichnung VDE 0510/...60 vom VDE-Verlag, Berlin-Charlottenburg 2, Bismarckstraße 33, zum Preise von 4,50 DM bezogen werden.

Einsprüche gegen den Entwurf sowie gegen den vorstehend angegebenen Termin für das In- und Außerkraftsetzen können bis zum 1. August 1960 der VDE-Vorschriftenstelle, Frankfurt a. M., Osthafenplatz 6, eingereicht werden (doppelte Ausfertigung erbeten).

Der Kommissionsvorsitzende

Pöhler

VDE-Vorschriftenstelle

Weise

VERANSTALTUNGSKALENDER

Bonn: VDE-Bezirk Köln, Stützpunkt Bonn, Immenburgstr. 7/11.

14. 6. 1960, 18.00, Fernmeldeamt, Unterrichtssaal, Bonn, Reuterstr. 65: „Grundlagen und Entwicklungsstufen der Automatisierung (Können Maschinen denken?)“, Dipl.-Ing. V. Kussl, Mannheim.

Köln: VDE-Bezirk Köln, Köln-Riehl, Amsterdamer Str. 192.

10. 6. 1960, 18.00, Staatliche Ingenieurschule, Ubierring 48: „Einiges über die Physik der Halbleiter“, Dr. O. Loh, Neuß.

Wuppertal: Technische Akademie Bergisch Land, Wuppertal-Elberfeld, Hubertusallee 18.

8. 6. bis 10. 6. 1960, 9.00—17.00: „Einführung in die Berechnung und Messung von elektrischen Kleinmotoren“, Dr.-Ing. W. Schroeter.

22. 6. bis 24. 6. 1960, 9.00—17.00: „Neuzeitliche galvanische Verkupferung, Vernickelung, Verchromung und Verzinkung“, Prof. Dr.-Ing. W. Machu.

BEKANNTMACHUNGEN

Behandlung der in den Normblättern mit einem Stern gekennzeichneten Maße und Angaben

Unter Hinweis auf die Bekanntmachung der VDE-Vorschriftenstelle in ETZ-A Bd. 76 (1955), S. 79, werden nachstehende Normblätter mit ihren neuen Ausgabedaten bekanntgegeben.

Die in diesen Normblättern vorgesehenen Erweiterungen der Sternmaße und deren Änderungen sind zu beachten.

Ausgabe März 1960: DIN 49 310, 49 311, 49 312, 49 313, 49 315, 49 316, 49 317, 49 320, 49 321, 49 322, 49 323, 49 325, 49 326 Bl. 1, 49 326 Bl. 2, 49 327 Bl. 1, 49 327 Bl. 2, 49 328, 49 329, 49 330, 49 331, 49 332, 49 333, 49 360 Bl. 3, 49 402, 49 491, 49 494.

Ausgabe April 1960: DIN 49 443.

VDE-Vorschriftenstelle

Weise

Jahrestagung 1960 der DECHEMA

Die Jahrestagung 1960 der Deutschen Gesellschaft für chemisches Apparatewesen e. V. (DECHEMA) findet vom 14. bis 16. Juni 1960 im Palmengarten zu Frankfurt a. M. statt. Das Tagungsprogramm ist bei der DECHEMA, Frankfurt a. M., Postfach, Fernruf 77 04 81, erhältlich.

ERLÄUTERUNGEN ZU VDE-BESTIMMUNGEN

Neufassung der Bestimmungen für Akkumulatoren und Akkumulatoren-Anlagen, VDE 0510

Von Max Pöhler, Frankfurt/M.*

DK 621.355(083.133)VDE

Die bisherigen VDE-Vorschriften 0510/4.52 sind von der VDE-Kommission „Akkumulatoren“ überarbeitet und dem Stand der Technik angepaßt worden¹⁾.

Die bisherigen Begriffe sind neu geordnet und weitgehend ergänzt. Sie erstrecken sich auf alle heute gebräuchlichen Akkumulatorenarten (Blei-Akkumulatoren, Stahl-Akkumulatoren, Silberzink-Akkumulatoren). Die Begriffe über Batterie-Betriebsarten sind neu formuliert.

Die Bestimmungen über Elektrolyt und destilliertes Wasser sind im wesentlichen die gleichen geblieben und ergänzt in bezug auf den Begriff „Wasser“, das früher nur durch Destillation gewonnen wurde, während man heute weitgehend zur Herstellung des Wassers Ionenaustauscher verwendet. Der allgemeine Begriff lautet heute „gereinigtes Wasser“.

Die Gliederung in ortsfeste Akkumulatoren, Fahrzeugantriebs-Batterien, Starterbatterien und Kleinakkumulatoren mußte aufgegeben werden, da sich die einzelnen Bestimmungen nach dieser Unterteilung weitgehend überschneiden.

In der Neufassung sind die Vorschriften über Belüftung besonders herausgezogen und ergänzt, dabei haben die verschiedenen Betriebsarten Berücksichtigung gefunden. Es wurden hierbei auch Vorschriften für die Belüftung von Batterien aufgestellt, die sich sowohl in Ruhe befinden als auch entladen werden. Die Berechnungsformel für die verschiedenen Betriebsarten ist im Prinzip die gleiche geblieben.

Für Akkumulatoren-Ladestationen, -Laderäume und -Ladeeinrichtungen wurden im § 18 neue Vorschriften aufgestellt, die sich sowohl auf die Ausführung der Räume als auch der Ladegeräte, den Schutz des Bedienungspersonals gegen zu hohe Berührungsspannungen und die Aufstellung der Batterien erstrecken. Im wesentlichen gelten für derartige Räume die allgemeinen Bestimmungen für Ausführung und Entlüftung wie bei Akkumulatoren-räumen.

Der früher lediglich für ortsfeste Akkumulatoren gültige § 20 über Betrieb von Akkumulatoren ist als besonders allgemeingültiger Abschnitt erschienen und wesentlich erweitert. Es sind hierbei für Bleibatterien Richtwerte der zulässigen Ladeströme nach Überschreiten der Gasungsspannung angegeben (2,4 V/Zelle). Ferner sind für die verschiedenen Akkumulatorenarten Spannungswerte bei Pufferbetrieb, Dauerladung, Erhaltungsladung und Ladung mit konstanter Spannung aufgestellt.

Der frühere § 15 „Prüfungen“ ist ergänzt worden durch Angabe über Isolationsmessungen von Batterien gegen Erde oder Masse.

In einem Anhang sind Empfehlungen für die Anwendung der Ladekennlinien und Ladearten mit ausführlichen Anwendungsbeispielen in Anlehnung an DIN-Entwurf 41 772 gebracht.

Auf Sondervorschriften, z. B. für Schiffsbatterien, Batterien unter Tage und die hierfür gültigen VDE-Bestimmungen oder sonstige Vorschriften wird hingewiesen. Lediglich in dem Abschnitt „Belüftung“ sind die besonderen Vorschriften des Schiffsbetriebes berücksichtigt.

Zur besseren Unterscheidung von Vorschriften, Regeln, Leitsätzen und Erläuterungen sind diese in verschiedenen Schriftarten wiedergegeben.

* Dipl.-Ing. M. Pöhler ist Vorsitzender der VDE-Kommission „Akkumulatoren“.

¹⁾ Dieser Entwurf ist in diesem Heft auf S. 440 angekündigt.

BÜCHER

DK 621.316.13

Allgemeine Wechselstromlehre. Bd. 2: Vierpole — Leitungen — Wellen. Von H. F. Schwenkhagen. Mit 453 S., 355 B., zahlr. Taf., Format 18 cm × 25,5 cm. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959. Preis Ganzln. 39,—DM.

In dem 1951 erschienenen ersten Band hat der Verfasser die Wechselstromvorgänge und die Schaltvorgänge in quasistationären Stromkreisen behandelt. Von dieser Grundlage ausgehend, soll der nun vorliegende zweite Band eine Einführung in die Vorgänge der räumlichen Ausbreitung geben. Wie in dem ersten

Band, so ist es auch hier das Ziel des Verfassers, dem Studierenden zu zeigen, daß die Grundlagen der Wechselstromlehre für alle technisch verwendeten Frequenzen die gleichen sind, gleichgültig, ob es sich um Aufgaben der Starkstromtechnik oder der Nachrichtentechnik handelt, und daß für die ganze Elektrotechnik gemeinsame Prinzipien gelten. Diese sehr begrüßenswerte Auffassung wird an vielen praktischen Beispielen erläutert, die überall die große pädagogische Erfahrung des leider so früh verstorbenen Verfassers erkennen lassen.

Im einzelnen enthält der zweite Band folgende Kapitel: Vierpoltheorie; die lange Leitung im stationären Zustand; die Vierpolkette; Schaltvorgänge auf Leitungen; Wanderwellen; Wellenausbreitung im Raum.

Die klare Darstellung und die übersichtliche Ausstattung des Buches sind hervorzuheben. Die Bezeichnungen und Formelzeichen entsprechen dem neuesten Stand der Festlegungen. Das Buch kann allen Elektrotechnik Studierenden sehr empfohlen werden.

K. Küpfmüller

DK 621-50

Grundlagen der selbsttätigen Regelung. Bd. 2: Einige Probleme aus der Theorie der nichtlinearen Regelungssysteme. Von W. W. Solodownikow, deutsche Bearbeitung H. Kindler. Mit 1188 S., 236 B., zahlr. Taf., Format 18 cm × 25 cm. R. Oldenbourg Verlag GmbH, München, und VEB Verlag Technik, Berlin 1959. Preis Ganzln. 52,— DM.

Hat schon der erste Band „Grundlagen der Theorie der linearen Regelungssysteme“ regen Zuspruch gefunden, so wird dies der zweite Band mit der Behandlung der nichtlinearen Regelungstheorie noch mehr tun, da russische Wissenschaftler entscheidend zur Entwicklung der nichtlinearen Theorie beigetragen haben.

Nach einer Zusammenstellung der wesentlichen nichtlinearen Charakteristiken von Regelungssystemen und einigen gerätetechnischen Beispielen wird das Phasendiagramm abgeleitet, das bei mehrdeutigen Kennlinien zum Begriff der vielblättrigen Phasenebene führt. An einfachen Regelungssystemen ist der Gedanken-gang der Punkttransformation nach A. A. Andronow erläutert. Die vorstehenden Methoden werden bei den Betrachtungen über die Stabilisierung nichtlinearer Folgeregler und über die Verbesserung der dynamischen Eigenschaften von Regelsystemen mit Hilfe nichtlinearer Beziehungen angewendet.

Zur Untersuchung der periodischen Vorgänge in Regelungssystemen sind zwei analytische Näherungsmethoden, die des kleinen Parameters und die Beschreibungsfunktion, ausführlich behandelt. Beide Methoden werden in einem anschließenden Kapitel verglichen und ihre Grenzen aufgezeigt.

Die Methoden zur Analyse von Relaisystemen für die selbsttätige Regelung stellen einen eigenen Abschnitt dar. Mit der Sekanten- und der Tangentenmethode, die Gegenstand des letzten Abschnittes sind, kann man auf graphoanalytischem Wege gewöhnliche Differentialgleichungen, auch bei zeitvariablen Koeffizienten, lösen.

Der Anhang enthält neben einer Tafel der h-Funktionen, auf die im ersten Band hingewiesen ist, ein 49 Seiten umfassendes Schrifttumsverzeichnis von russisch- und anderssprachigen Veröffentlichungen.

Eine so umfassende Darstellung der Theorie der nichtlinearen Regelungssysteme ist im deutschsprachigen Schrifttum nicht vorhanden. Daher wird das Buch bei allen Interessenten große Beachtung finden.

M. Thoma

DK 536.2

Einführung in den Wärme- und Stoffaustausch. 2., überarb. Aufl. Von E. Eckert. Mit 306 S., zahlr. Taf., Format 17 cm × 24 cm. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959. Preis Ganzln. 28,80 DM.

Das bereits in zweiter Auflage vorliegende und gegen die erste um etwa 50 % des Umfanges erweiterte Buch enthält eine sehr klar geschriebene Darstellung des Wärme- und Stoffaustausches, eines Fachgebietes, zu dem der Verfasser durch eigene Arbeiten und durch von ihm als Direktor des Heat Transfer Laboratory der Universität von Minnesota in Minneapolis St. Paul, angeregte Veröffentlichungen von Mitarbeitern erhebliche Beiträge geliefert hat. Die Wärmeübertragung ist ja nicht nur für die Wärmetechnik im eigentlichen Sinne wichtig, sondern gerade auch für die Elektrotechnik von besonderer Bedeutung, denn die Abmessungen ihrer Maschinen und Apparate werden wesentlich durch die Möglichkeit der Abfuhr der Verlustwärme ohne zu starke Temperaturerhöhung bestimmt.

Nach der Erläuterung der Grundbegriffe werden die Gebiete der Wärmeleitung, des Wärmeüberganges, der Wärmestrahlung und des Stoffaustausches behandelt. Ein Anhang bringt Zahlentafeln und Kurvenblätter von Stoffeigenschaften.

Die Wärmeleitung ist seit Fourier der theoretischen Behandlung weitgehend zugänglich und wird ohne zu großen mathematischen Aufwand in anwendungsnaher Weise dargestellt mit Einschluß der nichtstationären Vorgänge, für deren Berechnung auch Näherungslösungen, z. B. nach dem Differenzenverfahren angegeben sind.

Der Wärmeübergang von festen Oberflächen an Flüssigkeiten und Gase ist dagegen nur in wenigen einfachen Fällen theoretisch zu berechnen; meist ist er mit den Problemen der

Strömung belastet, die sich nur unter Zuhilfenahme von Experimenten lösen lassen. Durch die von Nusselt eingeführte Ähnlichkeitstheorie der Wärmeübertragung werden die notwendigen Versuche auf Beziehungen zwischen wenigen dimensionslosen Veränderlichen zurückgeführt, deren Benutzung sich international eingeführt hat und die als reine Zahlen in allen Maßsystemen denselben Wert haben. Für die praktisch wichtigsten Bauelemente — die ebene Platte, das durchströmte und das quer angeströmte Rohr, die Körnerschichtung — werden Gebrauchsformeln zur Berechnung angegeben. In einigen Fällen erlaubt die Grenzschichttheorie auch rechnerische Lösungen, die angeführt sind.

Der nächste Abschnitt ist der Wärmestrahlung gewidmet, die ganz anderen Gesetzen folgt als die Wärmeübertragung durch Leitung und Strömung und deshalb gesondert behandelt werden muß. Durch die Wärmeübergangszahl des Strahlungsaustausches kann man aber die Ergebnisse formal den Berechnungsformeln der Wärmeübertragung durch Strömungsvorgänge angleichen. Ein besonderes Kapitel befaßt sich mit der Strahlung der Gase.

Im letzten Abschnitt wird der Stoffaustausch behandelt, der eine Analogie zum Wärmeaustausch bildet, da z. B. der Dampf einer Flüssigkeit in ähnlicher Weise durch Diffusion in ein Gas eindringt und von ihm durch Bewegung fortgeführt wird wie die Wärme. Als wichtigster Fall wird die Verdunstung von Wasser in Luft dargestellt, wobei auch Grenzschichtgleichungen benutzt werden.

Der Anhang mit seinen Zahlen- und Kurventafeln ist für den praktischen Ingenieur von besonderer Bedeutung; er findet darin die Zahlenwerte von Stoffeigenschaften, die er braucht, um die abgeleiteten Gleichungen auf bestimmte Aufgaben anwenden zu können.

Das Buch zeichnet sich durch klare, physikalisch anschauliche Darstellung aus. Es vermittelt dem Leser ohne zu großen mathematischen Aufwand die Grundlagen der Theorie und führt ihn bis zur wirklichen Lösung praktischer Aufgaben. Es wird sowohl dem Studierenden wie auch dem in der Praxis stehenden Ingenieur ein wertvolles Hilfsmittel sein.

E. Schmidt

DK 534.86

Elektroakustik. Nachrichtentechnische Fachberichte Bd. 15. Mit 74 S., zahlr. B., Format 21 cm × 30 cm. Hrsg. J. Wosnik. Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1959. Preis kart. 11,50 DM.

Der Band spiegelt die Ergebnisse einer Fachtagung des Fachgebietes „Elektroakustik“ der Nachrichtentechnischen Gesellschaft im VDE wider, die vom 4. bis 8. September 1958 in München stattfand. Er enthält folgende Beiträge: W. Reichardt: Neuere Entwicklungen auf dem Gebiet der Lautstärkemesser; E. Lübcke: Versuche zur Geräuschmessung; F. Krieger: Messung der elektroakustischen Übertragungsgüte von Mikrofonen mit Hilfe der Korrelation; K. Wendt: Die Wortverständlichkeit bei zweiohrigem Hören; G. Holoch: Elektronische Klangerzeugung nach dem Prinzip der Lichtpunktabtastung von Schablonen; H. Klein: Über eine Apparatur zur Steuerung und Verformung von Klängen; P. Scherer: Über die Ortungsmöglichkeit verschiedener stereophonischer Aufnahmeverfahren; W. Schlechtweg: Sonderprobleme der stereophonen Wiedergabetechnik; H. W. Steinhausen: Die stereophonische Schallplatte; E. Krauth: Stereophonische raumakustische Modellversuche; H. J. Zemke: Erfahrungen mit raumakustischen Modellen; R. Esche: Ultraschall für Reinigung und Dispergierung; R. Pohlmann: Moderne technische Anwendungen des Ultraschalls.

Da die Aufsätze durchweg neueste Ergebnisse bzw. einen Überblick über den gegenwärtigen Stand der Technik bringen, kann die Lektüre des Bandes jedem an elektroakustischen Problemen interessierten Fachmann bestens empfohlen werden.

W. Meyer-Eppler

DK 621.316.97 : 621.39

Technische Physik in Einzeldarstellungen. Bd. 10: Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik. 2. vollständig umgearb. Aufl. von „Die elektromagnetische Schirmung in der Fernmelde- und Hochfrequenztechnik“. Von H. Kaden. Mit 360 S., 195 B., Format 16,5 cm × 24 cm. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959. Preis Ganzln. 66,— DM.

Das vorliegende Buch des bekannten und in seinen Arbeiten erfolgreichen Verfassers stellt die zweite Auflage eines erstmalig im Jahre 1950 erschienenen Werkes dar. Gegenüber der ersten Auflage liegt eine vollständige Umarbeitung vor, und wenn auch einige Abschnitte nicht wieder aufgenommen worden sind, so hat sich doch durch die Ergänzungen im ganzen der Umfang des Buches vergrößert. Da mit den Aufgaben, die in dem Buch durchgerechnet und in ihren Ergebnissen nach der physikalischen und technischen Seite hin diskutiert werden, eine Fülle praktisch bedeutsamer Fragen für die Nachrichtentechnik angeschnitten wird, dürfte es sich der Mühe verlohnen, über den Inhalt des Buches eingehender zu berichten.

Nach dem einleitenden Abschnitt A, in dem mit den Maxwell'schen Gleichungen die mathematischen Grundlagen des vorzutragenden Stoffes besprochen werden, kommen zunächst im Abschnitt B die Wirbelströme nach Ursache und Wirkung zur Sprache. Es werden die Wirbelstromerscheinungen in Blechen, Drähten und Kabeln näher untersucht. Wo es möglich ist, geschieht dies streng.

Aber auch die hier oft allein durchführbaren Näherungsverfahren werden besprochen. Der Leser wird unter anderem mit einer Methode bekannt gemacht, die ihm erlaubt, den Wert des Hochfrequenzwiderstandes, der vorher nach der bekannten, durch Benutzung des Eindringmaßes charakterisierbaren Näherungsmethode berechnet worden ist, durch das Hinzufügen eines weiteren Korrekturgliedes zu verbessern.

In den Abschnitten C und D bildet die Schirmwirkung metallischer Hüllen gegen äußere magnetische Wechselfelder das Grundthema. Im Teil C ist dabei hauptsächlich an quasistationäre Felder gedacht, die durch Schirme in Form ebener Platten oder durch Schirme aus Hohlzylindern oder Hohlkugeln von den zu schützenden Objekten ferngehalten werden. Im Abschnitt D ist die Schirmwirkung von Hohlzylindern oder Hohlkugeln gegen ebene Wellen beschrieben. Gemeinsam ist in beiden Fällen der Schutz von Objekten innerhalb der Schirme gegen äußere Felder.

Die Kapitel E und F ergänzen diese Betrachtungen insofern, als hierin vorwiegend Fragen der Abschirmung von Feldern im Inneren metallischer Hüllen gegenüber dem äußeren Raum behandelt werden. Es geht also im wesentlichen um die Berechnung der Leitungskonstanten von coaxialen Leitungen, von Doppelleitungen und Sternvierern mit coaxialem, metallischem Mantel in Stern- und Phantomschaltung. Zum Schluß des Abschnittes E wird auch auf die Rückwirkung metallischer Spulenkapselfen eingegangen. Im Abschnitt F werden diese Untersuchungen auf mehrschichtige Schirme erweitert.

Der gemeinsame Grundgedanke für die Themen der nächsten drei Abschnitte G, H, I bildet die Frage des Durchgriffs elektrischer und magnetischer Felder durch Spalten oder Schlitze und durch Löcher und der Umgriff solcher Felder um den Rand offener Schirme. Von den hierunter behandelten Themen mögen im einzelnen erwähnt werden: Durchgriffe beider Arten von Feldern durch Spalte in unendlich gut leitenden Schirmen und durch Spalte in Schirmen von endlicher Leitfähigkeit, die magnetische und kapazitive Kopplung durch Spalte, kapazitive und magnetische Lochkopplungen zwischen coaxialen Leitungen, das Zusammenwirken beider Kopplungsarten und die Wirkung von Kaminen.

Die Schirmwirkung von Drahtgittern ist Gegenstand des Kapitels K.

Im letzten Abschnitt L geht es um die Abschirmung von Störströmen und also um die Berechnung der Kopplungswiderstände von Leitungsschirmen und um das Nebensprechen zwischen Leitungen. Unter den hier behandelten einzelnen Fragen seien besonders erwähnt: die coaxiale Leitung mit gewendelttem Außenleiter, der Reusenleiter und das als perforiertes Rohr aufgefaßte Drahtgeflecht.

Der Rezensent spricht die Hoffnung aus, daß dieses Buch, das in der Problemauswahl, in der erforderlichen Idealisierung und in der rechnerischen Durchführung in gleicher Weise vorbildlich ist, auf die jüngere Generation zugleich belehrend und anspornend wirken möge.

H. Buchholz

DK 537.52

Untersuchungen über elektrische Entladungen in Gasen. Arbeiten aus dem Elektrotechnischen Unions-Institut in Moskau. Hrsg. B. N. Kijarielid. Mit 240 S., zahlr. B., Format 15,5 cm × 23 cm. Verlag Gosudarstvennoe energiticheskoe izdatelstwo, Moskau und Leningrad 1958. Preis Ganzln. 10 Rubel.

Das Buch enthält 13 Einzelaufsätze über experimentelle Gasentladungsuntersuchungen, die im wesentlichen unter der Leitung von Professor B. N. Kijarielid im Elektrotechnischen Unions-Institut in den Jahren 1950 bis 1957 ausgeführt wurden.

Die Arbeiten hängen insofern in ihrer Themenstellung zusammen, als sie sich zum überwiegenden Teil mit Quecksilberdampf-Gleichrichtern befassen. Dieses Gebiet wird allerdings mit sehr weitgefaßter Problemstellung behandelt. Im Zusammenhang mit der Entwicklung von Leistungsgleichrichtern für Höchstspannungen sind offensichtlich die Arbeiten über den „Zündvorgang in Gasen bei sehr kleinen Drücken“ und über den „Zündvorgang in inhomogenen Feldern bei niedrigen Gasdrücken“ durchgeführt worden, wobei in der letztgenannten Arbeit vorwiegend die Wirkung von Zwischenelektroden (Gittern und ähnlich technisch wichtigen Einbauelementen) untersucht wurde. Es zeigte sich, daß die Geometrie der an die Hauptelektroden angrenzenden, aber selbst weitgehend feldfreien Räume für den Zündvorgang entscheidend ist. Die Wirkung von in den Entladungsweg eingebauten Zwischenelektroden auf das Plasma einer brennenden Entladung wird in einer besonderen Untersuchung für einige spezielle Einbauförmigkeiten in üblicher Methodik untersucht. Der „Zündvorgang zwischen negativ geladenen Elektroden und einem Plasma“ ist das Thema einer weiteren Arbeit, bei der als untersuchte Elektrodenart sowohl abgeschirmte Graphit-Sonden als auch Elektroden aus flüssigem Quecksilber verwendet wurden. Eine weitere Gruppe von Experimenten behandelt den Brennfleck an der Quecksilberoberfläche. Ausführlich wird z. B. das Erlöschen des Brennflecks bei sehr raschen Stromsenkungen behandelt. Eine andere Untersuchung bestimmt Menge und Größe der vom Brennfleck abgeschleuderten Quecksilbertropfen, die nach verschiedenen Methoden bestimmt und gezählt werden. Die Wirkung dieser Quecksilbertropfen im Betrieb des Gleichrichters wird in zwei weiteren Arbeiten behandelt, von denen die erste die Reflexion der Tropfen an festen Oberflächen untersucht. Der Energieverlust bei der Reflexion ist sehr erheblich abhängig von der Temperatur des Reflektors.

Auch die Entstehung der Rückzündungen durch das Auftreffen von Quecksilbertropfen auf die Elektroden wird eingehend be-

handelt. Von besonderem Interesse ist eine mehrfach angewendete Methode zur oszillographischen Messung des Quecksilberdampfdruckes, die in einer weiteren Arbeit eingehend beschrieben wird und auch auf die Druckschwankungen im normalen 50-Perioden-Betrieb angewendet wird; es wird dabei eine Art von Kippsschwankungen benutzt, die mit ziemlich hoher Frequenz zu einer genügend negativ geladenen Sonde hin auftreten und deren Amplitude sich als stark druckabhängig erweist, so daß eine Eichung der Beziehung zwischen Schwingungen und Druck sich als möglich herausgestellt hat. Die Stromverteilung auf der Anodenoberfläche und ihre Beeinflussbarkeit durch passende Geometrie der umgebenden Elektroden ist ebenfalls ein außerordentlich interessanter Beitrag. Nicht direkt im Zusammenhang mit den Quecksilberdampf-Ventilen steht eine oszillographische Untersuchung über die Wiederherstellung der Durchschlagsfestigkeit nach einem Funkendurchschlag, die mit Spannungsimpulsen in einer Reihe von Gasen und Gasgemischen im Spannungsbereich bis zu etwa 10 kV durchgeführt wurde.

Alle Untersuchungen sind physikalische Entwicklungsarbeiten, die zwar mit einer durchaus technisch bestimmten Zielsetzung durchgeführt wurden, sich aber nicht auf besondere Einzelfragen beschränken, sondern die wirkenden Gesetzmäßigkeiten aufsuchen. Der Wert der Arbeiten liegt in der großen Menge sorgfältiger experimenteller Ergebnisse, zum Teil auch in neuartigen Fragestellungen und Untersuchungsverfahren. Der Natur des Themas entsprechend sind rein theoretische Überlegungen nicht vertreten, obwohl die Experimente nicht selten zu neuen Vorstellungen führen. Der Fachmann auf diesem Entwicklungsgebiet wird sicher viele Anregungen aus dem Buch empfangen; für den Nichtfachmann ist es ein Musterbeispiel für gediegene experimentell-physikalische Arbeit mit dem Hintergrund einer technischen Verwertbarkeit.

Max Steenbeck

DK 621.391

Elementare Informationstheorie. Von H. Zemanek. Mit 120 S., zahlr. B. u. Taf., Format 16 cm × 24,5 cm. Verlag R. Oldenbourg, Wien, München 1959. Preis Ganzln. 14,20 DM.

Die Informationstheorie hat einen vertieften Einblick in die Vorgänge der Nachrichtentechnik gegeben. Sie geht von dem „Informationsgehalt“ der Nachricht aus, der definiert wird als Mindestzahl von Ja-Nein-Fragen, die man stellen muß, um eine bestimmte Nachricht aus der Zahl der möglichen Nachrichten auszuwählen. Es ist überraschend, wie viele grundsätzliche Fragen der Nachrichtenübertragung und Nachrichtenverarbeitung sich mit dieser einfachen Definition beantworten lassen.

In dem vorliegenden Buch gibt der Verfasser eine Einführung in die wichtigsten Begriffe und Zusammenhänge der Informationstheorie. Es werden z. B. behandelt: Definition der Information, Messung der Information, Entscheidungsgehalt, Entscheidungsfluß, Informationsausnutzung, Informationsgehalt, Informationsfluß, Informationsdichte, Kodierung, Redundanz von Sprache und Schrift, Information im Organismus, Transinformation, Kanalweite und Kanalkapazität, um nur einige Stichworte zu nennen.

Der Verfasser hat sich bemüht, durch eindeutige Bezeichnungen einen sicheren Weg für den Leser zu schaffen, auch wenn diese Bezeichnungen zum Teil noch nicht Allgemeingut sind. Das Buch kann als eine sehr zuverlässige Einführung bezeichnet werden und ist für alle geeignet, die sich über diese interessante und weittragende Theorie unterrichten wollen.

K. Küpfmüller

DK 331.021.5

Das erfolgreiche Führen in Technik und Wirtschaft. Von W. Schmidt. Mit 334 S., 7 B., Format 14,5 cm × 21,5 cm. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf 1959. Preis Ganzln. 23,80 DM.

Der Verfasser, ordentlicher Professor und Direktor des Instituts für Werkzeugmaschinen und Betriebstechnik der TH Karlsruhe, hält seit mehreren Jahren im Rahmen des Studium Generale eine Vorlesung „Die Führungsaufgabe des Ingenieurs“, die wohl als erste Vorlesung an einer TH diesen Fragenkomplex geschlossen behandelt. Durch Forschungsarbeiten und Betriebsberatungen steht Professor Schmidt in direkter Verbindung mit der Praxis, mit der er bis zu seiner Berufung an die TH Karlsruhe im Jahre 1952 eng verbunden war, zuletzt als Leiter der fertigungstechnischen Entwicklung und als erster Mitarbeiter des technischen Vorstandes der Rheinmetall-Borsig AG.

Aus wirtschaftlichen Erkenntnissen und praktischen Erfahrungen entstand so die einheitliche und geschlossene Darstellung der gesamten Führungstechnik des vorliegenden Buches. Es ist in 7 Kapitel unterteilt. Im 1. Kapitel werden die beiden Zentralziele des Unternehmens erörtert: der Existenzkampf, den der Unternehmer mit seinen Angestellten und seinen Arbeitgebern gemeinsam zu führen hat, und sodann die innere und äußere Zufriedenheit aller Beteiligten. Im 2. Kapitel, Führung und Leitung, werden zunächst die Begriffe „Führen“ und „Führender“ betrachtet und die Methodik des Führens, die auf den vier Tätigkeiten: Lagebestimmung, Planung, Durchführung und Kontrolle beruht, behandelt. Von den 7 Sparten der Führungstätigkeit: Entwicklung der Erzeugnisse, Beschaffung, Produktion, Vertrieb, Finanzierung und Versuchswesen, Organisation und Menschenführung werden insbesondere die Entwicklung der Erzeugnisse und die Organisation aus der Sicht des Führenden besprochen. Das 3. Kapitel, die Person des Führenden, beleuchtet die hauptsächlichsten Merkmale der Persönlichkeit: das Hervorragende, die Bildung, die gestaltende

Kraft und das Ausstrahlen auf andere in ihren Beziehungen zu der Person des Führenden. Es schließen sich hieran Ausführungen über die Auslese für Führungsstellen und die Ausbildung von Führungskräften an. Das 4. Kapitel, Personalstruktur des Unternehmens, behandelt außer den Anforderungen an die Personalstruktur und der Abgrenzung der Verantwortungsbereiche die verschiedenen Gliederungssysteme sowie die Aufgaben des Stabes und der Sekretärin. Das 5. Kapitel ist der Arbeit und ihrer Bewertung, das 6. der Zusammenarbeit gewidmet, das 7. Kapitel schließlich berichtet über den Umgang mit Menschen.

Das klar gegliederte und fesselnd geschriebene Buch wird nicht nur dem in die Praxis Eintretenden die Lücken seiner einseitigen Fachausbildung schließen helfen, es wird auch den an der Spitze des Unternehmens Stehenden veranlassen, die hier aufgezeichneten Wege zum erfolgreichen Führen mit seiner bisherigen Arbeitsmethode zu vergleichen und so dazu führen, daß er mancher wertvollen Anregung des Verfassers in Zukunft folgen wird.

H. Raymund

DK 03 : 621.31

Enzyklopädie der Energiewirtschaft. Bd. 2: Belastungskurven und Dauerlinien in der elektrischen Energiewirtschaft. Von M. Wolf und H. Junge. Mit 591 S., 473 B., 137 Taf., Format 17,5 cm × 26 cm. Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1959. Preis Ganzln. 97,50 DM.

Die Enzyklopädie der Energiewirtschaft, für die als Herausgeber Dr.-Ing. Dr. jur. Max Wolf gewonnen wurde, wird aus insgesamt 5 Bänden bestehen, von denen als erster jetzt Band 2 vorliegt. Die Titel der noch ausstehenden vier Bände lauten: Grundbegriffe der elektrischen Energiewirtschaft (Bd. 1), Selbstkosten (Bd. 3), Verträge und Tarife (Bd. 4), Heizkraftwerke (Bd. 5).

Unter Energiewirtschaft versteht man heute ein viel weiter gestecktes Gebiet als früher, das auch alle Primär-Energeträger mitumfaßt. Es hat den Anschein, als ob der durch den anspruchsvollen Titel dieser Enzyklopädie gesteckte Rahmen durch den Inhalt dieser 5 Bände — der offensichtlich vorwiegend auf die Elektrizitätswirtschaft abgestellt ist —, wenn es bei ihnen bleibt, nicht ausgefüllt würde. Überdies paßt der 5. Band (Heizkraftwerke), als Behandlung eines Sondergebiets, anscheinend nicht ganz zu den vier ersten Bänden, die allgemeine Themen zum Gegenstand haben.

Der jetzt vorliegende Band 2 bringt auf 555 Seiten Belastungskurven und Dauerlinien, ihr Zustandekommen, ihre Form, ihre graphische und mathematische Behandlung, ihre Analyse und Synthese in einer Ausführlichkeit und weitestgehenden Vollständigkeit, die wohl kaum noch an irgendeiner anderen Stelle geboten wird.

Jeder, der sich im Rahmen von Tarifüberlegungen oder bei der Projektierung von Erzeugungs- und Verteilungsanlagen mit Fragen der Belastung zu beschäftigen hat, wird sich mit Erfolg der zahlreichen Zahlentafeln und graphischen Darstellungen des Buches bedienen können, um an Hand der immer wieder gebotenen praktischen Beispiele zur Lösung der Probleme zu gelangen, die ihn im Augenblick beschäftigen.

Man kann mit Spannung das Erscheinen der weiteren Bände dieser Enzyklopädie erwarten, die nach dem Willen des Verlages und des Herausgebers dazu berufen sein soll, die Lücke im deutschen Schrifttum auszufüllen, die durch das langjährige Fehlen eines Werkes entstanden ist, wie es das Lehrbuch von Schneider-Schnaus „Elektrische Energiewirtschaft“ darstellte, an dessen Abfassung die beiden Verfasser des zweiten Bandes der Enzyklopädie maßgebend beteiligt waren.

F. Sardemann

DK 411 : 54+62

Rechtschreibung der technischen und chemischen Fremdwörter. Von H. Jansen u. L. Mackensen. Mit 267 S., Format 13 cm × 19 cm. Hrsg. Verein Deutscher Ingenieure u. Gesellschaft Deutscher Chemiker. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf u. Verlag Chemie GmbH, Weinheim/Bergstr. 1959. Preis Plastik 17,— DM.

In eine Zeit unermüdlicher Diskussionen über die Neuordnung der deutschen Rechtschreibung fällt das Erscheinen einer gründlichen Neubearbeitung von H. Jansens „Rechtschreibung der naturwissenschaftlichen und technischen Fremdwörter“ aus dem Jahre 1907.

Diese Sammlung von technischen und chemischen Fachausdrücken fremder Herkunft und von Fachwortzusammensetzungen mit Eigennamen gibt Aufschluß über Rechtschreibung, Silbentrennung, Betonung grammatisches Geschlecht; zuweilen über Herkunft, Grundbedeutung und Sachgebiet (chem. oder Min.). Bekanntlich leidet die Rechtschreibung von Fremdwörtern an zahlreichen Doppelformen: „ph, c“ fachsprachlich gegenüber „f, k oder z“ gemeinsprachlich. Beide bringt dieses Wörterbuch in verschiedener Schriftart, empfiehlt jedoch mit Rücksicht auf internationale Lesbarkeit die Schreibung mit „ph, c“. Damit stützt es auch die Auffassung des Ausschusses „Fachsprache und Rechtschreibung“ im DNA.

Für eine Neuauflage wird angeregt: die Einheits-ABC-Regeln nach DIN 5007 zu benutzen, das Sachgebiet — z. B. als DK-Zahl — überall anzugeben und auf genormte Ausdrücke bei nichtgenormten hinzuweisen, z. B. „Skala siehe Skale (DNA)“. Was man sich aus verschiedenartigen Nachschlagewerken mühsam zusammensuchen muß, findet man bei „Jansen-Mackensen“ in einem handlichen Band.

A. Warner

DK 621.316.7+621.398

Biblioteca Stiintelor Tehnice III. Bd. 1: Automatica si telemecanica sistemelor energetice. Von C. I. Penescu. Mit 785 S., zahlr. B. u. Taf., Format 17,5 cm × 24,5 cm. Editura Academiei Republicii Populare Romine, Bukarest 1959. Preis Ganzln. 52,50 Lei.

Der Verfasser versucht in einem umfangreichen Werk (3 Bände) das Gesamtgebiet der Automatik und Fernwirktechnik der Elektrizitätsversorgungsnetze systematisch zu erfassen. Im Fachschrifttum ist, mit Ausnahme des einbändigen Buches von I. I. Solowiew (Moskau 1950 und 1956), auf diesem Gebiet keine Arbeit in Buchform bekannt geworden.

Der vorliegende erste Band bringt (in 3 Teilen und 9 Kapiteln) allgemeine Grundlagen, eine allgemeine Theorie der Automatik und die Untersuchung der selbsttätigen Regulationssysteme der Energieversorgung. Nach Einführung in die „Zeichensprache“ der Blockschaltbilder und Vorstellung der angewendeten Schalt- und Steuergeräte wird das Ausgleichsverhalten der Regelkreise an Hand der Differentialgleichungen, der Übergangsfunktionen und des Frequenzverhaltens eingehend berechnet und besprochen. Art und Verlauf der Führungs- und Einflußgrößen und das Regelverhalten bestimmen die Reihenfolge (P-, PI-, PID-Regler), dimensionslose Ausdrucksweise (Einführung von Zeitkonstanten und Übergangsfaktoren) tragen zur Verallgemeinerung der Ausführungen und Rechnungen bei. Zur Bewertung der Regelkreise werden differentielle Analyse, Frequenzcharakteristiken und Stabilitätskriterien herangezogen.

Von den Anwendungen auf die Energieversorgungssysteme werden hier nur die selbsttätigen Regelungen, besonders die Spannungs-Blindlast-Regelung und die Leistungs-Frequenz-Regelung eingehend behandelt. In der Berechnung des dynamischen Verhaltens der Spannungs- und Drehzahlregler mittels Blockschaltbilder, Übergangsfunktionen und Frequenzkennlinien sind eigene Beiträge des Verfassers bemerkenswert.

Zahlreiche Bilder und umfangreiche Tafeln, dazwischen Gegenüberstellungen von Begriffsbestimmungen in verschiedenen Sprachen (einschließlich der Deutschen) tragen zur leichteren Übersicht des Stoffes bei. Auf die am Schluß angeführten 301 gut ausgewählten Schriftumsstellen wird im Text leider nicht laufend verwiesen.

Das Werk richtet sich an Fachleute und dürfte, wegen der Begründung jeder Aussage, dem forschenden und planenden Ingenieur sowie der Studentenschaft gute Dienste leisten.

A. Avramescu

DK 621-50

Digital and sampled-data control systems. McGraw-Hill electrical and electronic series. Von J. T. Tou. Mit 644 S., zahlr. B., 1 Taf., Format 16 cm × 24 cm. McGraw-Hill Book Company Inc., New York, Toronto, London 1959. Preis Ganzln. 5 £ 16,6 sh.

Das Buch behandelt die Theorie von Regelkreisen, die digitale Glieder enthalten. Wo die Führungsgröße in analoger Darstellung eingegeben wird, ist die Bezeichnung „Sampled-Data Control System“ verwendet; ist sie jedoch in digitaler Darstellung eingegeben, wird die Bezeichnung „Digital Control System“ verwendet.

Als Beispiele solcher Regelsysteme werden erwähnt: Radar-Beobachtungs-Servomechanismen, digitale Einstellung von Werkzeugmaschinen, Verfahrens-Steuerung, z. B. in der chemischen Industrie.

Die Vorteile digitaler Glieder in Regelkreisen sind: Hohe Genauigkeit und leichte Veränderbarkeit der Eigenschaften. Die hohen Kosten digitaler Systeme können häufig dadurch ausgeglichen werden, daß ein digitaler Automat (Computer) eine größere Anzahl von Regelkreisen bedient. Besondere Vorteile liegen darin, daß dem Computer auch nichtlineare Programme eingegeben werden können. Seine leichte Veränderbarkeit erlaubt den Aufbau selbstoptimierender Regler.

Das Buch von J. T. Tou gibt zunächst eine gründliche Übersicht über die allgemeinen Grundlagen der Regelungstechnik und geht dann sehr ausführlich auf die „Z-Transformation“ ein. Diese geht auf Hurwitz, Barker, Ragazzini und Zadeh zurück. Die Z-Transformation ist eine spezielle Abwandlung der Laplace-Transformation für Abtastsysteme. Nach dem Abtasttheorem ist eine Zeitfunktion $x(t)$ mit der höchsten Frequenzkomponente B eindeutig beschrieben durch die Folge $x^*(t)$ ihrer Momentanwerte in äquidistanten Zeitpunkten, deren Abstand kleiner als $T = \frac{1}{2B}$ ist.

Die Laplace-Transformierte der getasteten (Ersatz-)Funktion $x^*(t)$, nämlich

$$X^*(s) = L \{ x^*(t) \} = \sum_{n=0}^{n=\infty} x(nT) e^{-nTs},$$

mit

$$z = e^{Ts}$$

$$X(z) = \sum_{n=0}^{n=\infty} x(nT) \cdot z^{-n},$$

wird als Z-Transformierte bezeichnet.

Die normale Z-Transformation hat den Nachteil, daß bei der inversen Z-Transformation die Momentanwerte der Zeitfunktion

nur zu den Abtast-Zeitpunkten ermittelt werden können. Dieser Nachteil wird durch die „modifizierte Z-Transformation“ überwunden.

Durch zahlreiche Beispiele, die bis zu den Zahlenwerten durchgerechnet sind, werden die theoretischen Grundlagen dem Leser nahegebracht. Ein besonderes Kapitel ist dem Übergang von analogen Signalen in digitale und umgekehrt gewidmet. Im Anhang ist eine ausführliche Tafel zur Z-Transformation und modifizierten Z-Transformation gegeben, ferner eine chronologisch geordnete Schrifttumsübersicht und viele Übungsaufgaben.

Dieses Buch von J. T. Tou stellt zweifellos eine wohlgeordnete Behandlung der Regelung mit digitalen Hilfsmitteln dar.

K. Steinbuch

DK 621.3.001(022.5)=2

Analysis of linear systems. Von D. K. Cheng. Mit 444 S., zahlr. B. u. Taf., Format 16 cm × 24 cm. Addison-Wesley Publishing Comp., Inc., London 1959. Preis Ganzln. 8,50 \$.

Das vorliegende Buch gibt einen Querschnitt durch den in den USA im technischen Hochschulunterricht zur Zeit vermittelten Stoff über die analytische Behandlung linearer Systeme. Besondere Beachtung wird der Analyse elektrischer Netze und der Stabilität von Regelsystemen — die wichtigsten Anwendungsgebiete — geschenkt.

Für stationäre sinusförmige Vorgänge gestaltet sich die Analyse besonders einfach: Die komplexe Übertragungsfunktion einer Ketten-schaltung von rückwirkungsfreien Vierpolen (two-ports) ist gleich dem Produkt der komplexen Übertragungsfunktionen der einzelnen Vierpole. Für nichtsinusförmige Vorgänge ist die entsprechende Regel nicht so einfach. Hier tritt an die Stelle des Produkts das Faltungsintegral, wie es sich aus dem Heavisideschen Operatoren-Kalkül oder der Laplace-Transformation ergibt.

Während der klassische Heavisidesche Operatoren-Kalkül seit einigen Jahren fast ganz aus den Lehrbüchern verschwunden ist und durch die Laplace-Transformation ersetzt wurde (so auch hier), ist es in neuester Zeit gelungen, aufbauend auf das Faltungsintegral, dem Heaviside-Kalkül eine saubere mathematische Grundlage (durch die Arbeiten von J. Mikusiński und L. Berg) zu geben. Diese neuen Theorien sind allerdings in diesem Buch noch nicht berücksichtigt, und es wäre zu wünschen, daß in einer Neuauflage hierauf eingegangen wird.

Da die Übertragungsfunktionen rückwirkungsfreier Vierpole in Kettenschaltungen sich multiplikativ zusammensetzen, ist es zweckmäßig, eine gegebene Schaltung in rückwirkungsfreie Vierpole zu zerlegen. Eine gegebene Schaltung läßt sich dann nach S. J. Mason durch ein Signallaß-Diagramm oder durch einen Signallaß-Graphen (signal flow graph) beschreiben. Diese Methode wird hauptsächlich auf elektrische Netze, aber auch auf rückgekoppelte Regelsysteme angewendet und vereinfacht die Analyse nicht nur wesentlich, sondern gestaltet sie auch übersichtlicher.

Für die Untersuchung von Aufgaben, in denen die unabhängige Veränderliche gleichbeständig diskretwertig gestuft ist (z. B. in Differenzgleichungen und in Regelsystemen mit periodischen Tastern), empfiehlt es sich, eine besondere Transformation, die z-Transformation, anzuwenden.

Zahlreiche Aufgaben mit Lösungen erleichtern das Eindringen in die verschiedenen Aufgabengebiete.

H. Edelmann

DK 621.3.001(022.5)=2

Analytical transients. Von T. C. G. Wagner. Mit 211 S., zahlr. B., Format 15,5 cm × 24 cm. Verlag John Wiley & Sons, Inc., New York, und Chapman & Hall, Ltd., London 1959. Preis Ganzln. 8,75 \$.

Dieses Buch hat eine ähnliche Aufgabenstellung wie das Buch von D. K. Cheng: „Analysis of Linear Systems“. Wegen des geringeren Umfangs hat sich der Verfasser hauptsächlich auf die Methoden von Fourier und Laplace beschränkt. In einem einleitenden Kapitel werden die klassischen Lösungswege für die Behandlung von linearen Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten beschrieben und die Grundlagen der Laplace-Transformation mitgeteilt. Es folgen die Grundlagen der Netzwerktheorie. Sehr zu begrüßen ist ein eigenes Kapitel über das Anfangsverhalten der Lösungen von linearen Differentialgleichungen mit konstanten Koeffizienten. Erfahrungsgemäß hat der Anfänger hier immer wieder Schwierigkeiten. Nach einem Kapitel über Fourier-Analyse werden die algebraischen und funktionentheoretischen Stabilitätskriterien hergeleitet. Schließlich werden in den beiden letzten Kapiteln die Methoden der Laplace-Transformation weiter ausgebaut und die funktionentheoretischen Methoden zur Auswertung des Umkehrintegrals eingehend behandelt.

Auch hier wird das Eindringen in diese Gebiete durch zahlreiche Aufgaben mit Lösungen erleichtert.

H. Edelmann

Abschluß des Heftes: 25. Mai 1960

Schriftleitung: Frankfurt a. M., Osthafenplatz 6, Fernruf 43 31 57; Fernschreiber (Telex) 04—12 871.

Hauptschriftleiter: Dr.-Ing. P. Jacotet (für den redaktionellen Teil verantwortlich).

Schriftleiter: Dipl.-Ing. H. Lübbars, Dipl.-Ing. F. Meske und Dipl.-Ing. K. Rangs.

Zuschriften für die Schriftleitung nicht an eine persönliche Anschrift sondern nur an: Schriftleitung der ETZ, Frankfurt a. M., Osthafenplatz 6.

BUCHINGÄNGE

(Ausführliche Besprechung vorbehalten)

Die nomographische Methode der Berechnung komplizierter und stark gesättigter magnetischer Kreise elektrischer Maschinen. Von O. Benedikt. Mit 288 S., zahlr. B. u. Taf., Format 17,5 cm × 25 cm. Verlag der Ungarischen Akademie der Wissenschaften. Budapest 1960. Preis Ganzln. 30,— DM.

Der Transistor. Ein neues Verstärkerelement. Von J. Dosse. 3., verb. u. erw. Aufl. Mit 274 S., 132 B., 8 Taf., Format 16 cm × 24 cm. Verlag R. Oldenbourg, München 1959. Preis Ganzln. 26,— DM.

Einführung in die Physik der elektrotechnischen Werkstoffe. Bd. II/1: Einführung in die Physik der Leiterwerkstoffe. Von K. M. Koch u. R. Reinbach. Mit 262 S., 149 B., 29 Taf., Format 17,5 cm × 24,5 cm. Verlag Franz Deuticke, Wien 1960. Preis Ganzln. 37,— DM.

Economic control of interconnected systems. Von L. K. Kirchmayer. Mit 216 S., zahlr. B. u. Taf., Format 15 cm × 24 cm. Verlag John Wiley & Sons, Inc., New York, u. Chapman & Hall, Ltd., London 1959. Preis Ganzln. 12,50 \$.

Impulse-voltage testing. Von W. G. Hawley. Mit 198 S., zahlr. B. u. Taf., Format 14 cm × 22,5 cm. Verlag Chapman & Hall Ltd., London 1959. Preis 32 sh.

Slovenski elektrotehniški slovar (slowenisches elektrotechnisches Wörterbuch). Gruppe 07: Elektrotechnik. Mit 171 S., Form 14 cm × 20 cm. Hrsg. Terminološka komisija Elektrotehniškega Društva Slovenije. Verlag Elektrotehniško Društvo Slovenije, Ljubljana 1959. Preis kart. 550 Din.

Slovenski elektrotehniški slovar (slowenisches elektrotechnisches Wörterbuch). Gruppe 10: Transformatoren. Mit 119 S., Form 14 cm × 20 cm. Hrsg. Terminološka Komisija Elektrotehniškega Društva Slovenije. Verlag Elektrotehniško Društvo Slovenije, Ljubljana 1958. Preis kart. 550 Din.

Fernwirktechnik III. Nachrichtentechnische Fachberichte Bd. 16. Mit 94 S., 135 B., Format 21 cm × 30 cm. Hrsg. J. Wosnik. Verlag Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1959. Preis kart. 16,— DM; für NTG/VDE-Mitglieder 14,40 DM.

Tables Numériques des fonctions associées de Legendre. Mit 652 S., Format 21 cm × 30 cm. Hrsg. Centre National d'Etudes des Télécommunications. Verlag Edition de la Revue d'Optique, Paris 1959. Preis kart. 5600 ffrs.

DISSERTATIONEN

Über die Löschung von Lichtbögen in engen Spalten zwischen Isolierstoffwänden. Von J. Neumann. TH Braunschweig 1959.

Über die unmittelbare Frequenzmodulation des Flächentransistoroszillators. Von H.-D. Zeller. TH Braunschweig 1959.

Ein harmonischer Analysator auf elektrischer Grundlage. Von H. Moczała. TH Braunschweig 1959.

Der Rollstromrichter und die Belastbarkeit seiner Kontakte. Von W. Gottwald. TH Braunschweig 1959.

Messung hoher Ströme unter Verwendung einer Schienenanordnung. Von W. Heintz. TH Braunschweig 1959.

Bemessungsregeln für kontinuierlich veränderbare Verzögerungsleitungen mit einer oberen Grenzfrequenz von 1 bis 50 MHz. Von E. A. Puente. TH Braunschweig 1959.

Wirbelströme und Spinrelaxation in dünnen Bändern aus weichmagnetischen Legierungen. Von R. Boll. TH Stuttgart 1959.

Der 50-Hz-Reihenschluß-Motor mit regeltem Wendefeld. Von K. Boettger. TH Stuttgart 1959.

Die elektrischen Eigenschaften von Kunstharzleimen und ihr Verhalten in Hochfrequenzverleimungsanlagen. Von W. Berger. TH Aachen 1959.

Untersuchungen an Gleichrichter-Vervielfachungsschaltungen. Von W. G. Reiche. TH Aachen 1959.

Zur Theorie der Zweidrahtverstärker. Übertragungs- und Reflexionswege in Brücken mit aktiven Zweigen. Von Th. Grewe. TH Stuttgart 1959 [veröffentlicht in Arch. elektr. Übertr. Bd. 13 (1959) S. 243—252 und 287 bis 302].

Vergleichende Untersuchungen von elektrischen Unfällen durch Gleichstrom bei Spannungen bis zu 1200 Volt in technischer Sicht. Von J. Killinger. TH Braunschweig 1959.

Über das Verhalten eines Asynchronmotors bei verschiedenen Läufern aus massivem Stahl. Von H. Peesel. TH Braunschweig 1958.

Folgende Aufsätze erschienen in der ETZ-Ausgabe B vom 30. Mai 1960:

Heft 11

H. Meyer: Zur Frage der Betriebssicherheit von Isolatoren in Höchstspannungs-Leitungen.

A. Keil: Die Bedeutung des „Kleinklimas“ in gekapselten Schaltgeräten. G. Bauck u. E. Unterberger: Die Beleuchtung von Hochspannungs-Innenanlagen über 60 kV.

W. Tetzl: Was steht im EWG-Vertrag?

Schluß des Textteiles

Verlag und Anzeigenverwaltung: VDE-Verlag GmbH, Berlin-Charlottenburg 2, Bismarckstraße 33, Fernruf 34 01 41, Fernschreiber (Telex) 01—84 083.

Anzeigenleitung: Kurt Totzauer.

Bezugspreis (halbjährlich zuzügl. Zustellgebühr) 22,— DM, für VDE-Mitglieder - nur durch den VDE-Verlag - 14,— DM;

Ausgabe A und B zusammen 30,— DM,

für VDE-Mitglieder - nur durch den VDE-Verlag - 21,— DM.

Einzelpreis dieses Heftes 2,— DM.

Druck: Deutsche Zentraldruckerei AG, Berlin SW 61, Dessauer Straße 6/7.